

**GaAs/AlGaAs ve AlGaAs/AlAs KUANTUM
KUYULU YAPILARDA MANYETOTAŞINIM
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Enver Metin KENDİRLİK

Doktora Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Ocak 2012

Bu tez çalışması Anadolu Üniversitesi, Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyonu Başkanlığı (Proje No: 091013) ve TBAG-108T721 numaralı proje kapsamında TÜBİTAK tarafından desteklenmiştir.

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Enver Metin KENDİRLİK'in "**GaAs/AlGaAs ve AlGaAs/AlAs Kuantum Kuyulu Yapılarda Manyetotaşınım Özelliklerinin İncelenmesi**" başlıklı **Fizik** Anabilim Dalındaki, Doktora Tezi 05/01/2012 tarihinde, aşağıdaki jüri tarafından Anadolu Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

	Adı-Soyadı	İmza
Üye (Tez Danışmanı)	: Prof. Dr. YÜKSEL ERGÜN	
Üye	: Prof. Dr. M. ÇETİN ARIKAN	
Üye	: Prof. Dr. AYDIN DOĞAN	
Üye	: Doç. Dr. UĞUR SERİNCAN	
Üye	: Yard. Doç. Dr. ABİDİN KILIÇ	

Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

GaAs/AlGaAs VE AlGaAs/AlAs KUANTUM KUYULU YAPILARDA MANYETOTAŞINIM ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Enver Metin KENDİRLİK

Anadolu Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Yüksel Ergün

2012, 163 sayfa

Bu çalışmada, MBE tekniğiyle büyütülen GaAs/AlGaAs ve AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu heteroyapıların manyetotaşınım özellikleri incelenmiştir. Çalışmada kullanılan örneklerde kontak kalitesini görmek için 10-300 K sıcaklık aralığında akım-gerilim ölçümleri alınmıştır. Baskın saçılma mekanizmalarını anlamak ve bazı yapı içi parametreleri belirlemek için 77-300 K sıcaklık aralığında klasik Hall olayı ölçümleri yapılmıştır. Örneklerin manyetotaşınım özelliklerini irdelemek amacıyla farklı sıcaklıklarda ve farklı elektrik alanlarda manyetodireç ölçümleri yapılmıştır. Yapılarda Shubnikov-de Haas osilasyonları ve negatif manyetodirenc gibi kuantum etkiler gözlenmiş ve çeşitli teorik öngörülerle bu etkilerin nedenleri açıklanmıştır. Ayrıca, elde edilen deneysel sonuçlar bazı teorik hesaplarla karşılaştırılarak örnek parametreleri belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: GaAs/AlGaAs, AlGaAs/AlAs, Hall etkisi, manyetotaşınım

ABSTRACT

PhD Dissertation

INVESTIGATION OF MAGNETOTRANSPORT PROPERTIES AT GaAs/AlGaAs AND AlGaAs/AlAs QUANTUM WELL STRUCTURES

Enver Metin KENDİRLİK

**Anadolu University
Graduate School of Science
Physics Program**

Supervisor: Prof. Dr. Yüksel Ergün

2012, 163 pages

In this study, magnetotransport properties of GaAs/AlGaAs and AlGaAs/AlAs quantum well heterostructures grown by MBE technique were investigated. In order to scrutinize quality of contacts, current-voltage measurements for samples at a temperature range of 10-300 K was performed. To understand suppress scattering mechanisms and determine structures parameters, classical Hall effect measurements were carried out from 77 K to 300 K. With the aim of semtinizing magnetotransport properties of samples, magnetoresistance measurements were performed at different temperatures and different electrical fields. Quantum effects such as Shubnikov-de Haas oscillations and negative magnetoresistance at handled structures were observed and explained the reasons of these effects with different predictions. Also, comparing to experimental results with some theoretical calculations the sample parameters were determined.

Keywords: GaAs/AlGaAs, AlGaAs/AlAs, Hall effect, magnetotransport

TEŞEKKÜR

Doktora tezi boyunca her türlü yardımını ve desteğini esirgemeyen, tecrübelerinden yararlandığım çok değerli danışman hocam Prof. Dr. Yüksel ERGÜN'e çalışmalarım esnasında sunduğu imkânlar, göstermiş olduğu sabır ve aşıladığı çalışma azmi için çok teşekkür ederim.

Tez çalışması ile ilgili deneyleri yapma imkânı sağlayan İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümü Nano-Opto Elektronik Araştırma Laboratuvarı çalışanlarına teşekkür ederim. Tecrübesi veengin bilgisiyle deneysel çalışma esnasında bana katkıda bulunan Prof. Dr. M. Çetin ARIKAN'a, değerli fikirleriyle çalışmaya katkıda bulunan Doç Dr. Ayşe EROL'a teşekkür ederim. Deneysel çalışmalar esnasında benden yardımını esirgemeyen değerli arkadaşlarım Ferhat NUTKU'ya ve Ömer DÖNMEZ'e, örneklerin aygıt haline getirilmesinde değerli vakitlerini ayıran arkadaşlarım Dr. Mustafa GÜNEŞ'e ve Leyla Başak BÜKLÜ'ye çok teşekkür ederim. Ayrıca, her yardıma ihtiyaç duyduğumda bana yardım eden diğer tüm laboratuvar çalışanı arkadaşlarıma çok teşekkür ederim.

Örneklerin büyütülmesi ve hazırlanmasında çok fazla yardımı olan Anadolu Üniversitesi Nanoboyut Araştırma Laboratuvarı çalışanları hocalarım Doç. Dr. Uğur SERİNCAN'a ve Doç. Dr. Bülent ASLAN'a ve arkadaşlarım Bülent ARIKAN'a ve Burcu ARPAPAY'a teşekkür ederim.

Arkadaşça tutumu ile her konuda yardımını ve desteğini esirgemeyen ve daima yol gösteren değerli Hocam Doç. Dr. Afif SİDDİKİ'ye ne kadar teşekkür etsem azdır. Ayrıca, bu çalışmada bazı örneklerin temininde katkısı olan Afif Hoca'ma ve Dr. Mark R. LYNASS'a çok teşekkür ederim.

Son olarak, tüm çalışma boyunca hiçbir zaman manevi desteğini esirgemeyen aileme ve hayatımın anlamına çok teşekkür ederim.

Enver Metin KENDİRLİK

Ocak 2012, Eskişehir

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİLER	5
2.1. Kristal Örgüde Yük Taşıyıcıların Davranışı	5
2.2. Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılar.....	8
2.2.1. Çoklu kuantum kuyuları ve süperörgüler	11
2.2.2. 2-boyutlu elektron gazı (2BEG) ve özellikleri.....	14
2.3. Kuantum Kuyuda Bantıçi ve Bantlararası Geçişler.....	16
2.4. AlAs Kuantum Kuyuların Elektronik Özellikleri	21
2.4.1. AlAs kuantum kuyulu yapıda X-vadisi elektronlarının etkin kütlesi.....	24
2.5. Elektrik ve Manyetik Alanda Yük Taşıyıcılarının Davranışı.....	25
2.5.1. Elektrik ve manyetik alanda Schrödinger denklemi.....	27
2.5.2. Tekdüze elektrik alanda elektronların davranışı.....	29
2.5.3. Klasik Hall olayı.....	34
2.6. İki-boyutta Landau Seviyeleri ve Shubnikov-de Haas Etkisi	37

2.6.1. İki vadili AlAs kuantum kuyulu yapılarda Landau seviyeleri.....	41
2.7. Tam Sayılı Kuantize Hall Etkisi.....	43
2.8. Negatif Manyetodirenç: Zayıf lokalizasyon ve safsızlık bandı iletkenliği	44
3. ÖRNEK YAPISI VE DENEYSEL YÖNTEMLER	47
3.1. Örnek Yapıları ve Özellikleri.....	47
3.1.1. AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu örneklerin yapısı	47
3.1.2. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerin yapısı.....	49
3.2. Katmanlı Büyütme Yöntemleri.....	52
3.3. Litografik Yöntemler ve Aygıt Üretimi.....	54
3.3.1. Fotolitografi.....	54
3.3.2. Islak aşındırma.....	59
3.3.3. Kuru aşındırma.....	62
3.3.4. Metal kaplama.....	62
3.3.5. Çabuk ısıtıl işlem.....	63
3.3.6. AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu yapıların litografik işlemleri.....	65
3.3.7. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu yapıların litografik işlemleri.....	67
3.4. Deneysel Yöntemler.....	70
3.4.1. Sıcaklık kontrolü ve akım-gerilim ölçümleri.....	70
3.4.2. Klasik Hall olayı ölçümleri.....	71
3.4.3. Manyetodirenç ve Shubnikov-de Haas ölçümleri.....	73
4. DENEYSEL VE KURAMSAL BULGULAR	78
4.1. Akım-Gerilim Ölçümleri.....	78

4.1.1. AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu örneklerin akım-gerilim ölçümleri.....	79
4.1.2. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerin akım-gerilim ölçümleri.....	81
4.2. Klasik Hall Olayı Ölçümleri.....	84
4.2.1. ANA14 kodlu örneklerin ölçüm sonuçları.....	85
4.2.2. IQE14 kodlu örneklerin ölçüm sonuçları.....	90
4.3. Manyetotaşınım Ölçümleri.....	93
4.3.1. AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu yapılarda manyetotaşınım ölçümleri.....	94
4.3.2. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu yapılarda manyetotaşınım ölçümleri.....	104
4.3.2.1. ANA14-B1 kodlu örneğin ölçüm sonuçları.....	104
4.3.2.2. ANA14-B2 kodlu örneğin ölçüm sonuçları.....	108
4.3.2.3. IQE14-B4 kodlu örneğin ölçüm sonuçları.....	115
4.3.2.4. IQE14-B5 kodlu örneğin ölçüm sonuçları.....	124
4.3.2.5. IQE14-E1 kodlu örneğin ölçüm sonuçları.....	128
5. GENEL SONUÇLAR VE TARTIŞMA	133
KAYNAKLAR	135

ŞEKİLLER DİZİNİ

2.1.	a) kübik çinko sülfid yapısı, b) fcc örgüsü ve birinci Brillouin bölgesi, c) Γ , X ve L ile gösterilen yüksek simetri noktaları.....	6
2.2.	Yarıiletken yapılarda boyuta bağlı olarak durum yoğunluğunun enerji ile değişimi.....	8
2.3.	GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ tek kuantum kuyusu şekilsel gösterimi.....	10
2.4.	Çoklu kuantum kuyulu yapının bant diyagramı.....	12
2.5.	d periyotlu kuantum kuyulu bir süperörgünün kısmen serbest elektron modeline göre indirgenmiş Brillouin bölgesinde iletkenlik bandındaki minibant yapısı.....	13
2.6.	n-tipi AlGaAs ile GaAs ara yüzeyinde oluşan 2BEG'nin bant yapısı.....	15
2.7.	Kuantum kuyuda bantıçi (a) ve bantlararası (b) geçişlerin şematik gösterimi....	17
2.8.	(a) Doğrudan bant aralığına sahip yarıiletken ve (b) dolaylı bant aralığına sahip yarıiletken için bantlararası geçişler.....	19
2.9.	(a) AlAs'ın bant yapısı, (b) Hacimli AlAs için elektronların etkin kütlelerinde elipsoit Fermi yüzeyleri.....	22
2.10.	$Al_xGa_{1-x}As$ alaşımlarında Γ ve X iletkenlik bandı minimumu ile değerlik bandı kenarının Al x kesrine göre değişimi.....	23
2.11.	eFz potansiyel enerjisi için $5 MVm^{-1}$ değerindeki tekdüze bir elektrik alanda GaAs yapısındaki elektronlar için dalga fonksiyonları.....	33
2.12.	Tipik klasik Hall ölçüm sistemi.....	35
2.13.	(a) Manyetik alan altında ideal 2BEG için durum yoğunluğu. (b) Artan manyetik alan ve çarpışmalardan kaynaklanan durum yoğunluğu genişlemeleri.....	38
2.14.	Manyetik alanın fonksiyonu olarak SdH osilasyonlarının periyodikliği	40
2.15.	Manyetik alan altında geniş kuantum kuyulu AlAs yapısında enerji seviyelerinin şematik gösterimi.....	42
2.16.	B manyetik alanın düzlemsel bileşenini dikkate alarak mümkün olan farklı geçişme çeşitleri için bazı örneklerin şematik gösterimi.....	42
2.17.	Boyutları verilen örnek için $T=1,2 K$ 'de sabit akım uygulayarak Hall gerilimi ve boylamsal gerilim için elde edilen deneysel sonuçlar.....	44

3.1.	AlAs kuantum kuyulu örneklerin tabaka yapısı.....	47
3.2.	AlAs kuantum kuyulu yüksek mobiliteli örnekler için mobilitenin taşıyıcı yoğunluğu ile değişimi.....	49
3.3.	ANA14-B ve ANA14-E kodlu örneklerin tabaka yapısı.....	50
3.4.	IQE14-B ve IQE14-E kodlu örneklerin tabaka yapısı.....	51
3.5.	MBE cihazında bulunan önemli kısımlar.....	53
3.6.	Baskı tekniklerinin şeması. (a) temaslı, (b) yakın, (c) izdüşümü.....	54
3.7.	Temaslı, yakın ve izdüşümü baskı hayali görüntülerinin karşılaştırılması.....	55
3.8.	Cıva lambası spektrumu.....	56
3.9.	Genel fotolitografi süreci, (a) fotodirenç kaplama, (b) ışınlama ve (c) tab etme.....	58
3.10.	Temel ıslak aşındırma mekanizması	60
3.11.	(a) anizotropik aşındırma, (b) izotropik aşındırma.....	61
3.12.	Islak aşındırma en küçük boyut profili.....	62
3.13.	Metal kaplama süreci.....	63
3.14.	Çabuk ısıtıl işlemin şematik gösterimi.....	64
3.15.	AlAs/AlGaAs kuantum kuyulu örnekler için litografik süreç	66
3.16.	Tüm örnekler için kaplanan fotodirenç kalınlığını gösteren profilometre ölçümü.....	68
3.17.	(a) 1:8:80 oranında $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$ karışımıyla aşındırılmış n-tipi GaAs yüzeyinin SEM görüntüsü, (b) Hall çubuğu aygıtı.....	69
3.18.	Örneklerin akım-gerilim karakterizasyonu için kullanılan deney düzeneği.....	71
3.19.	Klasik Hall ölçümleri için kullanılan deney düzeneği.....	72
3.20.	7 Tesla magnet sisteminin şematik gösterimi.....	76
3.21.	Manyetodirenç ve Subnikov–de Haas ölçümlerinde kullanılan deneysel düzeneğin şematik olarak gösterimi.....	77
4.1.	Akım-Gerilim ölçümleri için kullanılan devrenin şematik gösterimi ve örnek ölçümleri.....	78
4.2.	$T=4,2$ K’de farklı manyetik alanlarda Shallow72106-3 örneği için I-V sonuçları.....	79
4.3.	$T=4,2$ K’de farklı manyetik alan değerlerinde Shallow72106-5 örneği için I-V sonuçları.....	80

4.4.	Shallow72106-5 örneği için direncin sıcaklığa göre değişimi.....	81
4.5.	T=300 K'de ANA14-E1 ve IQE14-E1 örnekleri için elde edilen I-V sonuçları.....	82
4.6.	T=77 K'de ANA14-E1 ve IQE14-E1 örnekleri için elde edilen I-V sonuçları.....	82
4.7.	ANA14-B1, ANA14-B2, IQE14-B4 ve IQE14-B5 örnekleri için farklı sıcaklıklarda elde edilen I-V sonuçları.....	83
4.8.	ANA14-B1, ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerine ait Hall mobilitesinin sıcaklığa göre değişimi.....	86
4.9.	ANA14-B1, ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerine ait 2B taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklık ile değişimi.....	88
4.10.	ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerine ait mobilitenin 2B elektron yoğunluğu ile değişimi.....	89
4.11.	ANA14-B1, ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerine ait öz direncin sıcaklık ile değişimi.....	90
4.12.	Aynı akım değerleri için IQE14-B3, IQE14-B4 ve IQE14-B5 örneklerine ait mobilitelerin sıcaklık ile değişimi.....	91
4.13.	Ana koldan sürülen aynı akım değerleri için IQE14-B3, IQE14-B4 ve IQE14-B5 örneklerine ait 2B taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi.....	92
4.14.	Ana koldan sürülen aynı akım değerleri için IQE14-B3, IQE14-B4 ve IQE14-B5 örneklerine ait öz dirençlerin sıcaklık ile değişimi.....	93
4.15.	Shallow72106-5 örneği için 4,2 K sıcaklığında boyuna ve Hall direncinin manyetik alanla değişimi.....	95
4.16.	Shallow72106-5 örneği için 4,2 K sıcaklığında uygulanan farklı akım değerlerinde elde edilen SdH osilasyonları.....	96
4.17.	Shallow72106-5 örneği için 4,2 K sıcaklıkta R_{xx} 'de oluşan SdH osilasyonlarının manyetik alanın tersi ile değişimi.....	96
4.18.	Shallow72106-5 örneği için n . pik numarasına karşılık $1/B_n$ değerlerinin değişimi.....	97
4.19.	Shallow72106-5 örneği için deneysel sonuçların (3.9) denklemi ile fit edilmesiyle elde edilen teorik sonuç.....	98

4.20.	Shallow72106-5 örneği için 4,2 K sıcaklığında 100 nA akım uygulandığında oluşan Hall direnci platoları ve overshooting etkisi.....	100
4.21.	Shallow72106-5 örneği için 4,2 K sıcaklığında taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitenin manyetik alana bağlı değişimi.....	101
4.22.	Shallow72106-3 örneğinin boyuna ve Hall dirençlerinin manyetik alanla değişimi.....	102
4.23.	Shallow72106-3 örneği için R_{xx} 'in manyetik alanın tersiyle değişimi.....	103
4.24.	Shallow72106-3 örneği için deneysel sonuçların (3.9) denklemi ile fit edilmesiyle elde edilen teorik sonuç.....	103
4.25.	ANA14-B1 örneği için farklı sıcaklıklarda boyuna direncin manyetik alanla değişimi.....	104
4.26.	ANA14-B1 örneği için farklı sıcaklıklarda $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ değişiminin deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması.....	106
4.27.	ANA14-B1 örneği için farklı sıcaklıklarda elektriksel ve Hall iletkenliklerinin manyetik alana göre değişimi.....	108
4.28.	ANA14-B2 örneği için farklı sıcaklıklarda boyuna direncin manyetik alanla değişimi.....	109
4.29.	ANA14-B2 örneği için farklı sıcaklıklarda $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 'nin manyetik alanla değişimi.....	110
4.30.	ANA14-B2 örneği için elektriksel öz direncin ve iletkenliğin sıcaklıkla değişimi ve bu parametrelerin sıcaklığa bağlı olarak teorik fitleri.....	111
4.31.	ANA14-B2 örneği için elektriksel öz direncin $T^{-1/4}$ (a) ve $T^{-1/2}$ (b) ile değişimi ve bu değişimlerin sıcaklığa bağlı lineer teorik uyumları.....	112
4.32.	IQE14-B4 örneği için farklı sıcaklıklarda boyuna direncin manyetik alanla değişimi.....	115
4.33.	IQE14-B4 örneği için farklı sıcaklıklarda $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 'nin manyetik alanla değişimi.....	117
4.34.	IQE14-B4 örneği için farklı sıcaklıklarda boylamsal iletkenliğin manyetik alanla değişimi.....	121
4.35.	IQE14-B4 örneği için farklı manyetik alan değerlerinde boylamsal iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.....	122

4.36.	IQE14-B4 örneği için farklı manyetik alanlardaki $1+(3/4\kappa)$ değerlerinin $2k_F/K$ ile değişimi.....	123
4.37.	IQE14-B4 örneği için elektriksel öz direncin $T^{-1/4}$ ve $T^{-1/2}$ ile değişimi ve bu değişimlerin sıcaklığa bağlı teorik uyumları.....	123
4.38.	IQE14-B5 örneği için farklı sıcaklıklarda boylamsal direncin manyetik alanla değişimi.....	124
4.39.	IQE14-B5 örneği için farklı sıcaklıklarda $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 'nin manyetik alanla değişimi.....	126
4.40.	IQE14-B5 örneği için farklı sıcaklıklarda boylamsal iletkenliğin manyetik alanla değişimi.....	127
4.41.	IQE14-B5 örneği için farklı manyetik alan değerlerinde boylamsal iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.....	128
4.42.	IQE14-E1 örneği için 4,2 K de farklı elektrik alan uygulanarak elde edilen boylamsal direncin manyetik alanla değişimi.....	129
4.43.	IQE14-E1 örneği için 4,2 K de farklı elektrik alan değerlerinde $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 'nin manyetik alanla değişimi.....	130
4.44.	IQE14-E1 örneği için 4,2 K de farklı elektrik alan değerlerinde iletkenliğin manyetik alanla değişimi.....	132

ÇİZELGELER DİZİNİ

3.1. Fotolitografi için ışık kaynakları.....	56
4.1. Shallow72106-5 kodlu kuantum kuyulu örnek için deneysel ve teorik olarak elde edilen örnek parametreleri.....	98
4.2. ANA14-B1 örneği için farklı sıcaklıklarda elde edilen manyetodirenç ölçüm sonuçları kullanılarak elde edilen örnek parametreleri.....	105
4.3. ANA14-B2 örneği bazı sıcaklıklarda elde edilen manyetodirenç ölçüm sonuçları kullanılarak elde edilen örnek parametreleri.....	114
4.4. IQE14-B4 örneği için zayıf lokalizasyon rejiminde deneysel ve teorik olarak elde edilen parametreler.....	119
4.5. IQE14-B4 örneği için farklı manyetik alanlarda elde edilen $1+(3/4\kappa)$ değerleri.....	122
4.6. IQE14-B5 örneği için zayıf lokalizasyon rejiminde deneysel ve teorik olarak elde edilen parametreler.....	125
4.7. IQE14-E1 örneği için 4,2 K de zayıf lokalizasyon rejiminde deneysel ve teorik olarak elde edilen parametreler.....	131

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

m_e	: Serbest elektron kütlesi
m^*	: Etkin kütle
m_t^*	: Enine etkin kütle
m_l^*	: Boyuna etkin kütle
a_0	: Örgü sabiti
$\mathbf{k}$	: Dalga vektörü
e	: Elektron yükü
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik sabiti
E_n	: n . seviyenin enerjisi
L_w	: Kuantum kuyu genişliği
L_b	: Engel tabaka genişliği
h	: Planck sabiti
E_F	: Fermi enerji seviyesi
D_{2B}	: 2-boyutlu durum yoğunluğu
n_{2B}	: 2-boyutlu elektron yoğunluğu
E_C	: İletkenlik bandı enerjisi
E_V	: Değerlik bandı enerjisi
E_P	: Fonon enerjisi
ΔE_C	: İletkenlik bandı süreksizliği
ΔE_V	: Değerlik bandı süreksizliği
E_g	Yasak bant aralığı
w_c	: Siklotron frekansı
g^*	: Etkin g faktörü
ϕ	: Skaler potansiyel
$\mathbf{A}$	: Vektörel potansiyel
$\mathbf{F}$	: Elektrik alan vektörü
$\mathbf{B}$	: Manyetik alan
$\hat{p}$	: Kanoniksel momentum operatörü
$V(z)$	: z -yönündeki elektriksel potansiyel

σ_0	: Manyetik alansız durumda iletkenlik (Drude iletkenliği)
σ_{xx}	: Boylamsal iletkenlik
σ_{xy}	: Hall iletkenliği
ρ_0	: Manyetik alansız durumda özdirenç
ρ_{xx}	: Boylamsal özdirenç
ρ_{xy}	: Hall özdirenci
Φ_0	: Manyetik akı kuantası
l_B	: Manyetik uzunluk
τ_q	: Kuantum ömrü
τ_t	: Taşınım ömrü
Γ	: Landau düzeyi genişlemesi
R_{xx}	: Boylamsal direnç
R_{xy}	: Hall direnci
ν	: Doldurma faktörü
μ_B	: Bohr magnetonu
R_K	: Klitzing sabiti
s	: Spin kuantum sayısı
τ_0	: Manyetik alansız durumda taşınım saçılma zamanı
N_A	: Sayısal açıklık
V_{xx}	: Boylamsal gerilim
V_{xy}	: Hall gerilimi
R_H	: Hall katsayısı
$D(\chi)$	: Zarf fonksiyonu
$N(E_F)$	: Fermi enerjisi civarındaki durum yoğunluğu
k_B	: Boltzman sabiti
τ_e	: Elastik çarpışma zamanı
τ_ϕ	: Faz koheranslık zamanı
T_M	: Mott karakteristik sıcaklığı
T_{ES}	: Efros-Shikolovskii karakteristik sıcaklığı
ξ	: Lokalizasyon uzunluğu
n_c	: Kritik elektron yoğunluğu
a_B	: Bohr yarıçapı

l_T	: Isıl uzunluk
D	: Difüzyon katsayısı
k_F	: Fermi dalga vektörü
T_C	: Kritik sıcaklık
T_G	: Geçiş sıcaklığı
κ	: İletkenlikteki düzeltme fonksiyonu
K	: Perdeleme sabiti
LDS	: Düşük boyutlu sistem
MBE	: Moleküler demet epitaksi
MOVPE	: Metal organik buhar faz epitaksi
SdH	: Shubnikov-de Haas
fcc	: Yüzey merkezli kübik örgü
0B	: 0-boyutlu
1B	: 1-boyutlu
2B	: 2-boyutlu
3B	: 3-boyutlu
2BEG	: 2-boyutlu elektron gazı
QWIP	: Kuantum kuyulu kızılötesi fotoalgılayıcı
FPA	: Merkezi düzlemsel dizilim
MQW	: Çoklu kuantum kuyu
SWIR	: Kısa dalgalı kızılötesi
MWIR	: Orta dalgalı kızılötesi
LWIR	: Uzun dalgalı kızılötesi
MOS	: Metal oksit yarıiletken
QHE	: Kuantum Hall etkisi
MOSFET	: Metal oksit yarıiletken alan etkin transistör
IQHE	: Tamsayılı kuantum Hall etkisi
FQHE	: Kesirli kuantum Hall etkisi
LPE	: Sıvı faz epitaksi
VPE	: Buhar faz epitaksi
CD	: Kritik boyut
PR	: Fotodirenç

FT	: Fotodirenç kalınlığı
SEM	: Taramalı elektron mikroskobu
RTP	: Çabuk ısıt işlemleri
RTC	: Çabuk ısıt temizleme
RTCVD	: Çabuk ısıt kimyasal buhar depolama
RTO	: Çabuk ısıt oksitleme
RTN	: Çabuk ısıt nitrürleme
LHe	: Sıvı helyum
LN ₂	: Sıvı azot
VRH	: Değişebilir mesafeli sıçrama

1. GİRİŞ

Nanometre ölçeğindeki malzemeler makroskopik özelliklerinden tamamen farklı yeni özellikler sergilerler. Örneğin; optik, elektronik, manyetik ve kimyasal davranışları klasik olarak değil kuantum (ya da kesikli) olarak tanımlanır. Maddeyi nanometre seviyesinde işleyerek, ortaya çıkan bu yeni özellikler üzerinden yeni teknolojik aygıtlar ve malzemeler yapmak mümkün olmuştur. Ölçeklerin küçülmesi ile oluşturulan nanoelektronik aygıtların kullanım alanları açısından öneminin artması beklenmektedir. Nanometre ölçeğindeki kuantum etkileri temel alan elektronik aygıtlar, bu yeni teknolojinin yapı taşlarını oluşturacaktır. Bu aygıtların oluşturduğu, moleküler ve belki de tek-elektron seviyesinde sayısal işlemlerin yapıldığı yüksek performanslı sayısal tümeleşik (entegre) nanoelektronik devrelerin Moore yasasına [1, 2] göre gelişmesi beklenmektedir.

Bu aygıtları oluşturmak amacıyla kullanılan kuantum kuyu (quantum well), kuantum tel (quantum wire) ve kuantum nokta (quantum dot) sistemleri son yıllarda araştırma alanına girmiş ve kolaylıkla kontrol edilen elektronik aygıt yapımı gerçekleştirilmiştir. Bu yapılar düşük boyutlu sistemler (low dimensional system, LDS) olarak adlandırılır [3, 4] ve bu sistemlerdeki kuantum etkiler yeni devre tasarımlarını mümkün kılmıştır. Elektronik ve optoelektronikte çok geniş uygulamaları bulunan bu düşük boyutlu yapıların hızla gelişmesi, bunların yapısal ve fiziksel özellikleri hakkında kesin bilgilere sahip olma gerekliliğini de beraberinde getirmiştir.

Özellikle moleküler demet epitaksi (molecular beam epitaxy, MBE) ve metal-organik kimyasal buhar epitaksi (metal-organic chemical vapor epitaxy, MOVPE) gibi kristal büyütme teknikleri kullanılarak, örgü sabitinin birkaç katı kalınlığındaki katmanların yapıları ve bileşenleri tam olarak kontrol edilebildiğinden, istenen elektronik özellikleri taşıyan bir tasarımı gerçekleştirmek mümkün olmaktadır. MBE tekniği ile büyütülen tabaka, örgü sabiti kendisiyle aynı veya farklı taban malzeme (alttaş) üzerine büyütülerek farklı özelliklere sahip tek kristal epitaksiyel katman elde etmek mümkündür [5]. Bu gelişmiş büyütme

yöntemleri kullanılarak yasak enerji aralığı farklı olan yarıiletken katmanların bir alttaş üzerine ardışık olarak büyütülmesiyle heteroyapılar elde edilir [6].

Ga, As ve Al atomlarının ikili ve üçlü bileşikleri kullanılarak elde edilen 2-boyutlu (2B) heteroyapılar, günümüz yaygın yarıiletken teknolojisini oluşturmaktadır. Bunlardan AlGaAs/AlAs eklemli yapısının elektriksel ve optiksel özelliklerinin belirlendiği birçok çalışma vardır [7-21]. Bu çalışmalarının tamamında AlAs yapısı kuantum kuyusu olarak kullanılmıştır. AlAs'ın bant yapısında X vadisi elektronları göz önüne alındığında burada bant süreksizliği oldukça büyüktür (yaklaşık 1 eV). Ancak, Γ vadisi değerlik bandı maksimumu ile X vadisi iletkenlik bandı minimumu arasındaki bant süreksizliği yaklaşık 0,2 eV'tur [7], bu noktada AlAs yapısındaki elektronların davranışları AlGaAs/AlAs sistemlerin elektriksel özellikleri belirlemede önemli bir etkiye sahiptir.

AlAs yapısının önemli bir diğer özelliği, etkin kütesinin GaAs yapısındaki gibi izotropik olmamasıdır. AlAs yapıdaki elektronlar Fermi yüzeyleri elipsoidaldir ve boyuna ($m_l^*=1,1m_e$) ve enine ($m_t^*=0,19m_e$) etkin kütelere sahiptir [8-11, 15]. Literatürde AlAs için kabul edilen etki değeri, bu değerlerin geometrik ortalaması alınarak bulunan $0,46m_e$ 'dir, burada m_e serbest elektron kütesidir [11-15, 19]. GaAs yapısındaki elektronların etkin kütesinden ($0,067m_e$) oldukça büyük olan bu etkin kütle değeri malzeme içindeki taşınım özelliklerini belirlediğinden oldukça önemlidir. Bu çalışmalarda çeşitli yöntemler kullanılarak bahsi geçen değerden farklı etkin kütle değerleri bulunmuştur.

Bu tezde AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu yapılar olarak, Si-katkılı $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ engel tabakalar arasına yerleştirilmiş AlAs kuantum kuyu bulunan örnekler kullanılmıştır. Bu yapılardaki AlAs'ın X vadisindeki elektronların hareketi iki-boyuta indirgenmiştir. AlAs kuantum kuyuda bulunan elektronların taşınım mobilitesi oldukça yüksektir. Bu yüksek mobilitenin elde edilebilmesi için örnekler katkılanırken modülasyon katkılama yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntemde, katmanlı yapıdan oluşan sistemde bant aralığı yüksek katmanın bir bölümü ara bölge (ayırıcı tabaka, spacer) olarak bırakılarak diğer kısmına verici atomları katkılanır. Katkılanan atomlar iyonlaşarak sisteme elektron verip sistemin serbest elektron yoğunluğunu arttırırlar. Oluşan serbest elektronlar bant aralığı küçük olan yarıiletkenine geçerek pozitif yüklü iyon merkezlerinden uzaysal

olarak ayrılmış olurlar [15, 22, 23]. Serbest elektronların tekrar bant aralığı büyük olan yarıiletkeni geçmesi potansiyel enerji farkı nedeniyle engellenirken, iyon merkezlerinin oluşturduğu kulombik etki nedeniyle ara yüzeyden uzaklaşmaları engellenir.

Çalışmada kullanılan diğer 2B yarıiletken GaAs/AlGaAs heteroyapılar, kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör (quantum well infrared photodetectors, QWIP) olarak tasarlanmıştır. 8-12 μm dalgaboyu aralığında kızılötesi radyasyonun algılanması amacıyla tasarlanan QWIP dedektörler, hem atmosferin adı geçen bölgede geçirgen olması hem de insan vücut sıcaklığının en fazla bu bölgede ışıyım yapması nedeniyle uygulama alanları açısından büyük önem taşımaktadır [24, 25]. Dolayısıyla, bu tür aygıtların temel özelliklerini anlamak amacıyla aygıt parametrelerinin belirlendiği bazı çalışmalar yapılmıştır [26-31]. Bu çalışmalarda farklı özelliklere sahip GaAs kuantum kuyulu dedektör yapıları incelenmiştir.

Kızılötesi fotodedektör yapıların manyetotaşınım özellikleri ile ilgili çok fazla çalışma bulunmamaktadır [32, 33]. Az sayıda olan bu çalışmalarda yarıiletken kızılötesi dedektör malzemelerin (örneğin; $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) manyetotaşınım özellikleri incelenmiştir. Ancak, literatürde GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektör yapılarının manyetotaşınım özelliklerinin incelendiği çalışmaya rastlanmamıştır. Dolayısıyla, bu kısımda grubumuz tarafından kızılötesi fotodedektör olarak tasarlanan GaAs/AlGaAs yapıların yapı içi parametrelerinin belirlenmesi düşünülmektedir. Bu amaçla, düşük sıcaklıkta manyetodirenç ölçümleri yapılarak elde edilen deneysel sonuçlar kuramsal hesaplar ile karşılaştırılarak GaAs kuantum kuyulu yapılar için yapı içi parametreler belirlenmiştir.

Bu tez, AlGaAs/AlAs ve GaAs/AlGaAs yapıların özelliklerinin incelendiği ve sonuçlarının sunulduğu bir yapıda hazırlanmıştır. Bu amaçla, AlAs ve GaAs kuantum kuyulu yapıları içeren örnekler üzerinde akım-gerilim, klasik Hall olayı ve manyetotaşınım ölçümleri yapılmış, böylelikle kuyularda kuşatılan elektronların taşınım özellikleri belirlenmiştir. AlGaAs/AlAs yapılarda manyetotaşınım ölçümleri ile elde edilen SdH osilasyonları dejenere yarıiletkenlerin elektronik özelliklerinin belirlenmesinde çok kullanışlı ve yüksek

duyarlıklı bir yöntem olduğundan elde edilen sonuçlar kullanılarak, örneklerde her altbantta bulunan 2B taşıyıcı yoğunluğu, mobilite ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler elde edilmiştir.

Kullanılan QWIP yapılar modülasyon katkılı olmadıklarından yapı içindeki yanal yönde mobiliteleri olduğa düşüktür. Bu yapılar için manyetotaşınım ölçümleriyle elde edilen ve düşük sıcaklıkta gözlenen negatif manyetodirenç etki sonuçlarıyla birçok aygıt parametresi belirlenmiştir. Zayıf lokalizasyon, elektron-elektron etkileşmeleri ve safsızlık bandı iletkenliği gibi nedenlerle ortaya çıkan bu kuantum etki neticesinde bulunan deneysel sonuçlar, teorik sonuçlarla karşılaştırıldığında olduğa uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Sonuçta, hem modülasyon katkılı hem de modülasyon katkılı olmayan örnekler için elde edilen sonuçları değerlendirme olanağı doğmuştur.

2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1. Kristal Örgüde Yük Taşıyıcılarının Davranışı

GaAs ve AlAs gibi bileşik yarıiletkenlerin kristal yapısı kübik çinko sülfür yapısındadır. Bu yapı yüzey merkezli kübik (fcc) örgüye sahip elmas yapısına benzemektedir, çünkü elmas yapısı birbirinden çeyrek cisim köşegeni uzunluğu kadar ötelenmiş iki fcc yapısı olarak görülebilir. Kübik çinko sülfür yapısı, Şekil 2.1a'da görüldüğü gibi, örgülerin birinde Zn atomları diğerinde ise S atomlarının yerleşmesinden ibarettir. İki baz atomu arasındaki vektör $(a_0/4)(x+y+z)$ ile verilir, burada a_0 örgü sabiti ve x , y ve z gerçek uzayda ortogonal birim vektörlerdir. Gerçek uzayda fcc örgülerinin ilkel örgü vektörleri $\mathbf{a}_i$, $\mathbf{a}_j$ ve $\mathbf{a}_k$ olmak üzere, ters uzayda (veya $\mathbf{k}$ -uzayında) ilkel ters örgü vektörleri $\mathbf{b}_i$, $\mathbf{b}_j$ ve $\mathbf{b}_k$

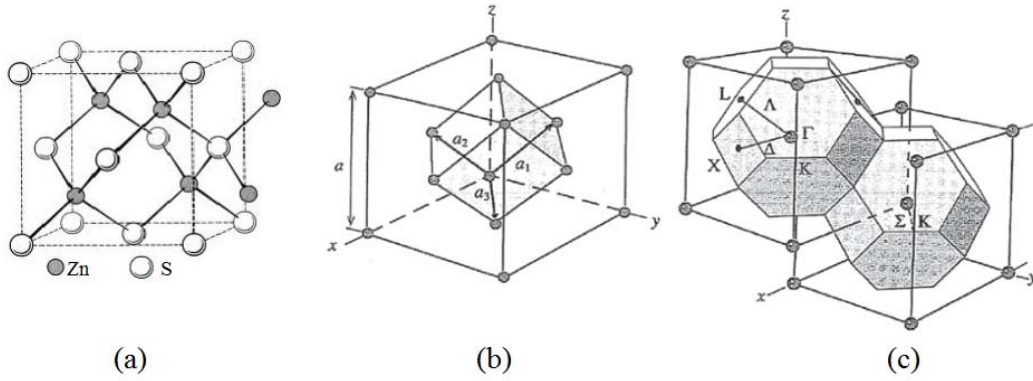
$$\mathbf{b}_i = 2\pi \frac{(\mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k)}{V} \quad (2.1)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada i , j ve k indisleri 1, 2 ve 3 indislerinin dairesel permütasyonunu ve V ise $(\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2) \cdot \mathbf{a}_3$ ile verilen ilkel hücre hacmini göstermektedir. Bu yolla ters örgü vektörlerini tanımlamanın nedeni, elektron (veya boşluk) dalga vektörünün ($\mathbf{k}$) ters uzayda tanımlanmasıdır.

Şekil 2.1b ise fcc örgüsünün ters örgüsünü ve birinci Brillouin bölgesini göstermektedir. Yüksek simetri noktaları Γ , X ve L, yüksek simetri doğrultuları ise Λ ve Δ ile gösterilmiştir. Burada elektronik bant yapılarını hesaplamak için kuantum mekaniği ve bazı yaklaşımlar kullanılacaktır. İlk olarak, mükemmel bir kristal için Hamiltonyen

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_j \frac{p_j^2}{2M_j} + \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} \frac{Z_j Z_i e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_i|} - \sum_{j,i} \frac{Z_j e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_j|} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq i'} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}|} \quad (2.2)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada p_i ve P_j sırasıyla i . elektron ve j . çekirdeğin momentum operatörleridir, m_i ve M_j sırasıyla i . elektron ve j . çekirdeğin kütleleridir. Z_j çekirdeğin atom sayısı, r_i ve R_j i . elektron ve j . çekirdeğin konumlarıdır. e elektronik yük ve ϵ_0 boşluğun dielektrik sabitidir. Dolayısıyla, Denklem (2.2)'de tanımlanan ilk iki terim elektronun ve çekirdeğin toplam kinetik enerjileri ve diğer üç terim ise sırasıyla iyon-iyon, iyon-elektron ve elektron-elektron etkileşimlerini göstermektedir.



Şekil 2.1. a) kübik çinko sülfür yapısı, b) fcc örgüsü ve birinci Brillouin bölgesi, c) Γ , X ve L ile gösterilen yüksek simetri noktaları, Λ ve Δ ile gösterilen yüksek simetri doğrultuları

Denklem (2.2) ile verilen Hamiltonyeni çözmek için Drude modelinin varsayımları kullanılır. Tamamen dolu orbitallerde bulunan elektronlar pratik olarak çekirdekte lokalize olmuşlardır ve bu yüzden bu elektronların iyon koru formunda çekirdeğe katıldığı varsayılmıştır. İyon korlarını göstermek için j ve j' sembolleri, değerlik elektronlarını göstermek için i ve i' sembolleri kullanılmıştır. Bu değerlik elektronları kısmen dolu orbitallerde lokalize olmuşlardır. Eğer iyonların elektronlardan daha ağır olduğu ve bu yüzden elektronlardan daha yavaş hareket ettiği göz önüne alınırsa, iyonların göreceli olarak elektronlara nazaran daha durağan olduğu varsayılır. Söz konusu bu durum Born-Oppenheimer yaklaşımına

karşılık gelmektedir. Denklem (2.2)'de mükemmel kristal için verilen Hamiltonyen üç terimin toplamı olarak tanımlanabilir

$$H=H_{\text{iyonlar}}(\mathbf{R}_j)+H_{\text{el}}(\mathbf{r}_i,\mathbf{R}_{j0})+H_{\text{el-iyon}}(\mathbf{r}_i,\delta\mathbf{R}_j) \quad (2.3)$$

Burada $H_{\text{iyonlar}}(\mathbf{R}_j)$ hem iyonik hem de elektronik potansiyel etki altında iyonik hareketi tanımlar, $H_{\text{el}}(\mathbf{r}_i,\mathbf{R}_{j0})$ elektronlar için Hamiltonyen ve $H_{\text{el-iyon}}$ ise elektron-iyon etkileşimini tanımlar. Bu durum düşük sıcaklıklar için irdeleneceğinden, elektron için verilen Hamiltonyen en önemli terimdir

$$H_{\text{el}}=\sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} - \sum_{i,j} \frac{Z_{\text{kor}}e^2}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}_i-\mathbf{R}_{j0}|} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq i'} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}_i-\mathbf{r}_{i'}|} \quad (2.4)$$

Eğer her elektronun aynı ortalama potansiyele (V_r) sahip olduğu varsayılırsa bu durumda ortalama alan yaklaşımı kullanılabilir

$$H_{1\text{el}}\Psi_n(\mathbf{r})=\left(\frac{p^2}{2m}+V(\mathbf{r})\right)\Psi_n(\mathbf{r})=E_n\Psi_n(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

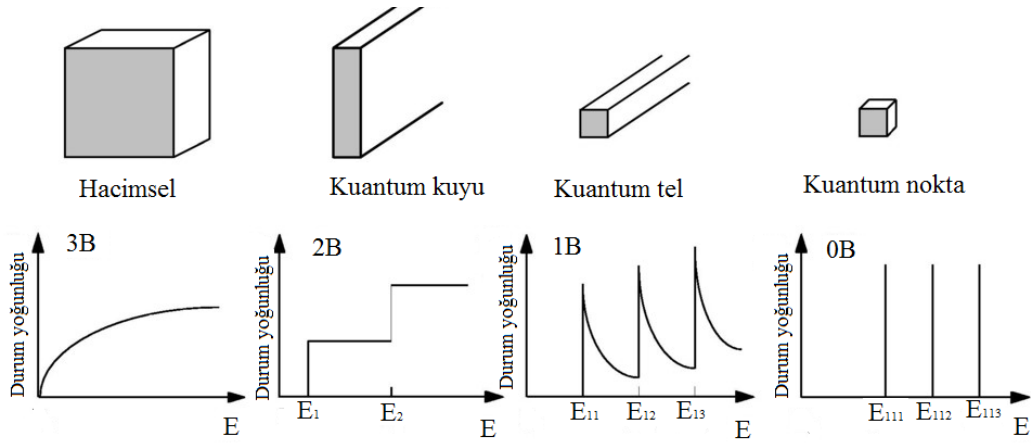
Burada $H_{1\text{el}}$ tek-elektron Hamiltonyeni, $\Psi_n(\mathbf{r})$ elektron dalga fonksiyonu ve E_n ise n . durumdaki elektron enerjisidir. Burada E_n değerini bulmak için $V(\mathbf{r})$ potansiyelini bilmek gerekir. Bu değer daha çok yarı-teorik yöntemler kullanılarak elde edilir. Denklem (2.5) ile verilen Schrödinger denklemini çözmek için kullanılan en iyi yöntem Bloch teoremidir. Bu teoreme göre, periyodik bir potansiyel için Schrödinger denkleminin özfonksiyonu, $e^{ik.r}$ düzlem dalga fonksiyonu ile $u_k(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ fonksiyonun çarpımına eşittir

$$\Psi_k(\mathbf{r})=e^{i(\mathbf{k}.\mathbf{r})}u_k(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \quad (2.6)$$

Burada $u_k(\mathbf{k}, \mathbf{r}+\mathbf{a}_0)=u_k(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ şeklinde olup $u_k(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ örgü potansiyeli ile aynı periyodikliğe sahiptir. $\mathbf{k}$ kristal momentumu ile elde edilen $E(\mathbf{k})$ enerji özdeğerleri arasında ilişki dispersiyon bağıntısı veya elektronik bant yapısı olarak bilinir.

2.2. Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılar

Yarıiletken teknolojisi ile ilgili günümüze kadar yapılan çalışmalar ince bir yarıiletken tabakasındaki yük taşıyıcıların sınırlandırılması ile sağlanan boyut azaltma işlemi, yarıiletkenin davranışlarında köklü değişikliklere sebep olmuştur. Elektronun içinde bulunduğu ortamı farklı şekillerde küçülterek elde edilen nanoyapılar; iki boyutlu kuantum kuyuları, bir boyutlu kuantum telleri ve boyutsuz kuantum noktalarıdır. Bu yapıların boyutları, de Broglie dalga boyu mertebesinde olduğundan enerji kuantumlanır ve boyuta göre kuantumlanmış pek çok sayıda enerji seviyesi oluşur.



Şekil 2.2. Yarıiletken yapılarda boyuta bağlı olarak durum yoğunluğunun enerji ile değişimi

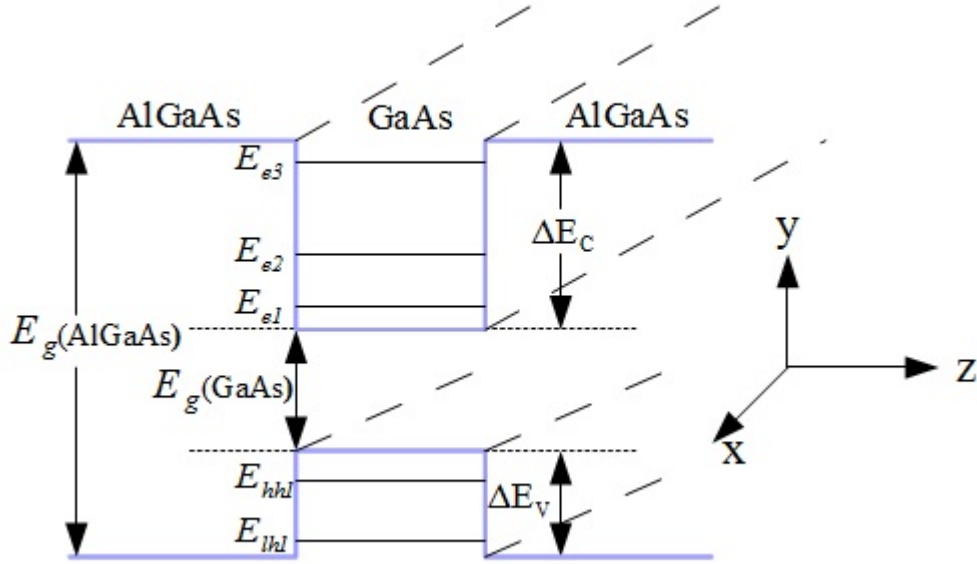
Şekil 2.2’de görüldüğü gibi, bir sistemin boyutu dört farklı şekilde tanımlanabilir. Hacimsel (3-boyutlu, 3B) yapıda, elektron hareketi genellikle serbest ve enerji spektrumu sürekli dir. Bunun sonucu olarak, birim enerji aralığındaki izinli durumların sayısını veren durum yoğunluğu da sürekli olur. 2B kuantum kuyularında, toplam enerji, sınırlandırılmış doğrultudaki kuantumlanmış seviyeler ile sınırlandırılmış doğrultuya dik olan düzlemdeki kinetik enerjinin toplamına eşittir. Durum yoğunluğu, her bir basamağı n . altbanda karşılık gelen

bir merdiven gibidir. 1-boyutlu (1B) kuantum telinde enerji iki boyutta sınırlandırılmış ve seviyeler ile tel uzunluğu boyunca sürekli olan enerjinin toplamına eşittir. Burada durum yoğunluğu farklıdır, çünkü durum yoğunluğu her bir altbandın tabanında birbirinden ayrılır, daha sonra enerjinin artmasıyla birlikte azalır. Son olarak, sıfır boyutlu (0B) kuantum noktalarında, elektron enerjisi tamamen kuantumlanmış ve durum yoğunluğu delta fonksiyonunun sınırlı bir serisi olur.

Bir yarıiletkenin boyutları, taşıyıcıların ortalama serbest yolları ile kıyaslanabilir olduğunda kuantum boyut etkisi önemli olmaya başlar ve yarıiletkenin optiksel ve elektriksel özellikleri bu etkilere bağlı olarak değişir. 3B yapılarda ortalama serbest yol, boyutlarından küçük olduğundan bu yapılarda kuantum boyut etkilerden söz edilmez. Düşük boyutlu sistemlerin önemli özelliği, sistemin fiziksel parametrelerinin ayarlanabilir olmasıdır. Örneğin, 2B sistemlerde optik özellikler kuşatılmış durumlara duyarlı bir biçimde bağlıdır. Sözü edilen bu durumlar, kuantum kuyusunun ayarlanabilir parametreleri olan kuyu genişliği ve engel yüksekliğinin değiştirilmesi ile istenildiği biçimde elde edilir. Aynı durum 1B sistemler için de geçerlidir. Çünkü kuantum tellerinde sistemin kuşatma boyutu arttırıldığından ayarlanabilir parametrelerin sayısı daha fazladır. Ayarlanabilir parametrelerin artması hem optiksel hem de elektriksel özelliklerin daha hassas bir biçimde ayarlanabilmesi demektir.

Gelişmiş kristal büyütme tekniklerinin (MBE ve MOVPE gibi) kullanılması çok küçük boyutlarda yapıların elde edilmesine olanak sağlamıştır. Dolayısıyla bu gelişmeler istenilen yasak enerji aralığına sahip yarıiletken heteroyapıların büyütülmesine, taşıyıcı mobilitesi ve hızını artırarak taşıyıcıların daha verimli bir şekilde çalışmasına imkân sağlamıştır. Ayrıca bu gelişmeler çok yüksek saflıkta ve mükemmel ara yüzeye sahip yarıiletkenlerin üretilmesine neden olmuştur. Örneğin, GaAs/Al_xGa_{1-x}As ara yüzeyi atomik ölçekte oldukça düzgündür. Çünkü GaAs ile AlGaAs yapıların örgü sabitleri birbirine çok yakın olup bunlar arasında örgü uyumsuzluğu yok denecek kadar azdır.

GaAs ve GaAs/Al_xGa_{1-x}As nano-yapıların özelliklerinin araştırılmasında en sık kullanılan yarıiletken yapılardır. En basit 2B kuantum kuyu yapısı, iki Al_xGa_{1-x}As tabakası arasına yerleştirilmiş GaAs ile elde edilen tek kuantum kuyusu örneğidir (Şekil 2.3). Eğer dar bant aralığına sahip GaAs yeterince ince ise, taşıyıcıların hareketi büyütme doğrultusu boyunca kısıtlanırken, büyütme doğrultusuna dik olan diğer doğrultularda serbesttir. Kuantum etkisinin görüldüğü kuyu içinde enerji değerleri sürekliliğini kaybederek, kesikli değerler alırlar.



Şekil 2.3. Enerji bant aralıkları farklı olan iki yarıiletkenden oluşan GaAs/Al_xGa_{1-x}As 2B yapısında tek kuantum kuyusunun şematik gösterimi. L_w kuyu genişliği ve L_b engel genişliğidir. xy-düzleminde yapının boyutları için bir sınırlama yoktur. ΔE_C ve ΔE_V sırasıyla yapının iletkenlik ve değerlik bantı süreksizlikleridir. E_{e1} , E_{e2} ve E_{e3} elektronlar için izinli enerji seviyeleri ve E_{hh1} ve E_{lh1} sırasıyla ağır ve hafif boşluklar için izinli ilk enerji seviyeleridir

Farklı bant aralıklı yarıiletkenlerin üst üste büyütülmesi ile oluşturulan kuantum kuyusu yapısında, kuyu bölgesinde kuantize olmuş alt bant enerjileri,

sonsuz derin kuyudaki parçacık yaklaşımı kullanıldığında n . durumdaki elektron enerjisi

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_e L_w^2}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (2.7)$$

ile ifade edilir. Benzer ifade değerlik bandındaki boşluk alt bant enerjilerini bulmak için de kullanılabilir. Boyut kuantizasyonuna uğramış bir sistemin enerjisi hem ayrık hem de sürekli spektrum durumlarını içerir. Enerjinin kuantize olmuş bileşeni kuantizasyonun olduğu doğrultudaki ve sürekli bileşeni kuyu düzlemindeki hareket ile ilgilidir. Böyle bir sistemin toplam enerjisi

$$E = E_n + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_e} \quad (2.8)$$

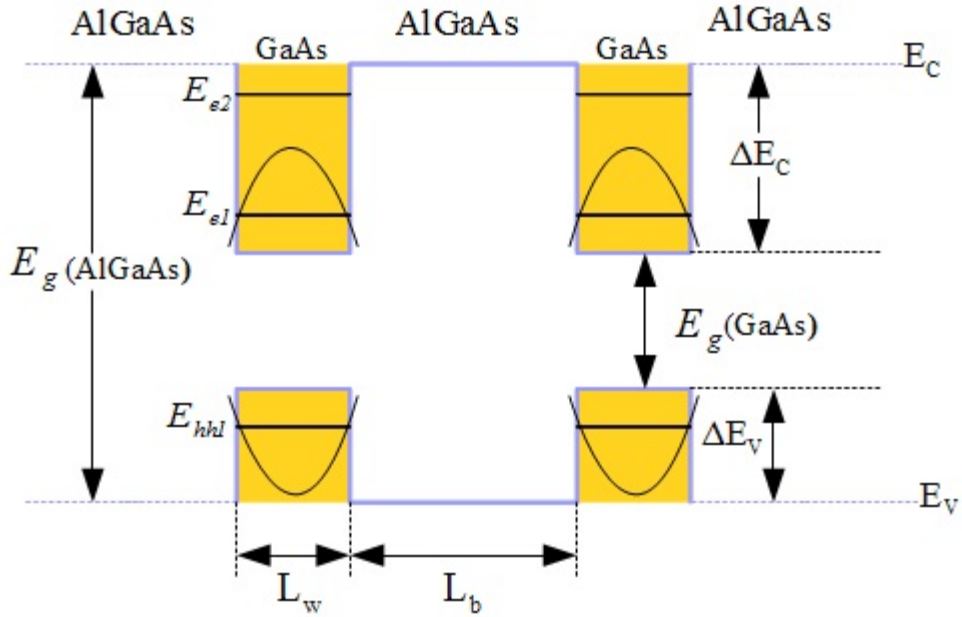
şeklinde yazılır. Sağ taraftaki birinci terim kesikli durumdaki spektruma karşılık gelen enerji seviyeleri, ikinci terim ise sürekli spektruma karşılık gelen enerji seviyeleridir. Burada k_x ve k_y sırasıyla x ve y-yönlerindeki dalga vektörleridir. Enerji spektrumundaki bu tip bir değişim 3B yapı ile kıyaslandığında, yarıiletkenin elektronik ve optiksel özelliklerinde dikkate değer değişiklikler oluşmasına neden olur. n değerlerine karşılık gelen durumlar alt bantlar olarak adlandırılır.

2.2.1. Çoklu kuantum kuyuları ve süperörgüler

Çok sayıda birbiri ardına büyütülmüş GaAs/Al_xGa_{1-x}As tabakalardan oluşan ardışık kuantum kuyulu yapılar da elde edilebilir. Bu 2B yapılar, büyütülen tabaka sayısına ve tabaka kalınlıklarına göre farklı isimler alırlar. Engel tabakalarının kalınlığı yeterince büyükse ($L_b > 10$ nm), her GaAs kuyusu içerisindeki taşıyıcıların dalga fonksiyonlarının kuyrukları bariyerin içerisine yeteri kadar giremediğinden üst üste gelemeler ve bariyer içerisinde sönüme

uğrarlar. Dalga fonksiyonunun karesi, bir elektron veya boşluğun orada bulunma olasılığını temsil ettiğinden, komşu dalga fonksiyonları arasında çakışma olmaması halinde, bu durumlardaki taşıyıcılar bir kuyudan diğerine geçemeyecek, oldukları yerde kalacaklardır.

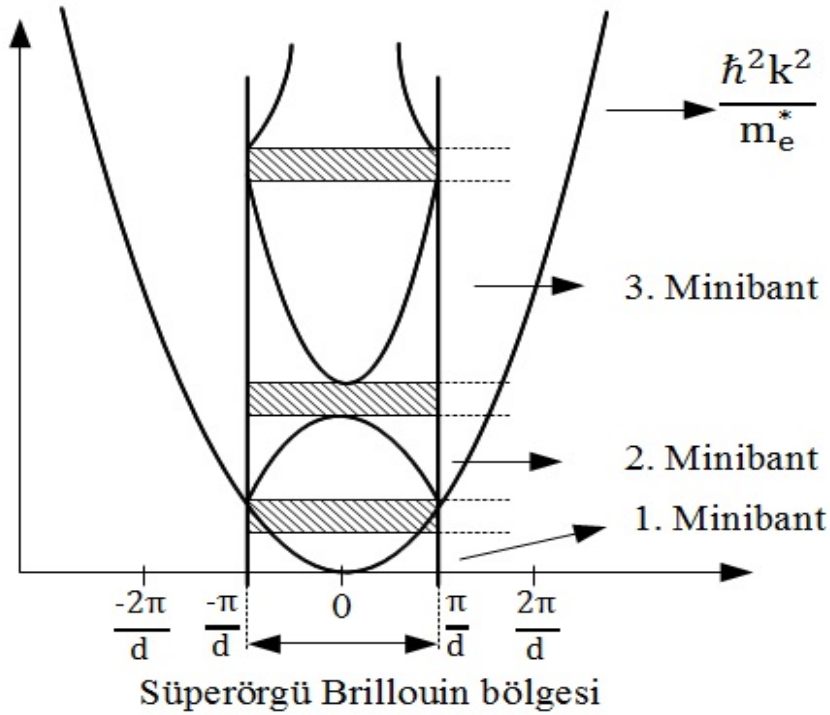
Kuyular arasındaki ayrımın çok büyük olduğu yapılarda her bir kuyu bağımsız olarak ele alınabilir. Bariyer tabakanın kalınlığının kuyu genişliğinden daha büyük olduğu, birbiri ardına sıralanmış bu tip yapılara çoklu kuantum kuyulu (multiple quantum well, MQW) yapılar denir [34, 35]. Böyle bir yapı, Şekil 2.4’de gösterilmiştir. Bu yapıların elektronik özellikleri, tek bir kuyu için elde edilen sonuçların süperpozisyonu ile kolayca elde edilir.



Şekil 2.4. Çoklu kuantum kuyulu yapının bant diyagramı ($L_b > L_w$). Burada E_C ve E_V sırasıyla iletkenlik ve değerlik bandı enerjilerini göstermektedir

Diğer taraftan, geniş bant aralığına sahip engel tabakaları yeterince küçükse, yani taşıyıcıların tünelleme yapabilmesine izin verecek kadar ince ise,

komşu kuyulardaki kuantize seviyelerin dalga fonksiyonları çakışır ve böyle bir sistemdeki elektron, bir kuyudan diğerine geçebilir. Bu durumda, boyuttaki sınırlamadan dolayı kuantum kuyuları içerisinde oluşan ayırık enerji seviyeleri minibantlara bölünür. Böyle bir bileşime sahip yapı süperörgü (superlattice) olarak adlandırılır (Şekil 2.5). Engel tabakanın çok ince olduğu bu süperörgü yapılarında, enerji değerlerinin hesaplanmasında, çoklu kuantum yapılara uygulanan sıkı-bağ modeli yerine kısmen serbest elektron modeli kullanılır.



Şekil 2.5. d periyotlu kuantum kuyulu bir süperörgünün kısmen serbest elektron modeline göre indirgenmiş Brillouin bölgesinde iletkenlik bandındaki minibant yapısı

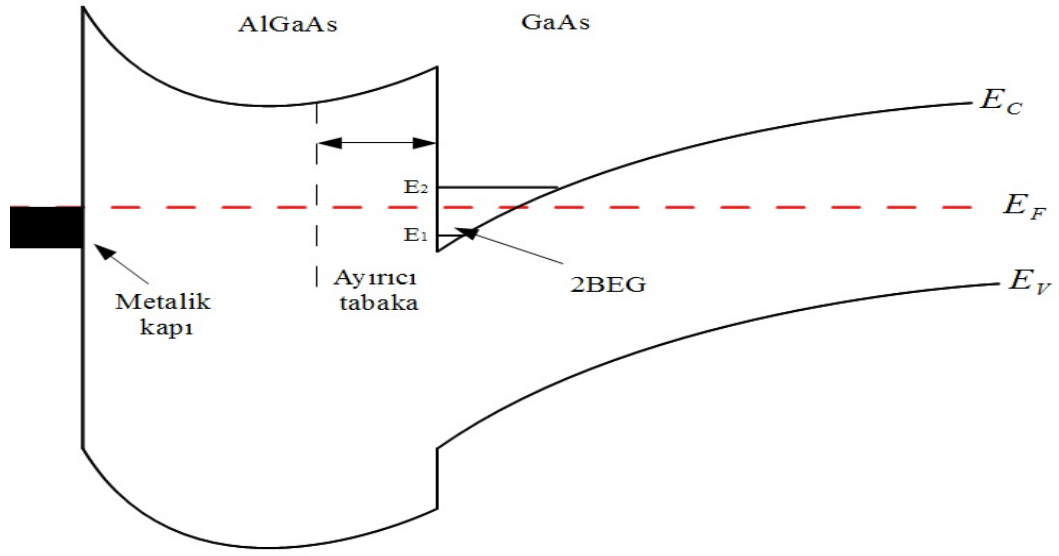
Kısmen serbest elektron modeline göre, basamak şeklinde periyodik bir potansiyel içeren özel durum için, Schrödinger denkleminin genel bir çözümü elde edilir. Kronig-Penney yaklaşımı olarak adlandırılan bu modelin kullanılması

ile enerji ile dalga vektörü arasındaki dispersiyon bağıntıları için analitik bir çözüm elde edilir. Modelde, iletkenlik ve değerlik bandı süreksizlikleri periyodik potansiyel olarak düşünülür. Şekil 2.5’de görülen elektronik yapı, bu periyodik potansiyelin etkisinden dolayı GaAs’ın iletkenlik bandı altındaki bir elektronun enerjisindeki değişimi ifade etmektedir.

Bu şekle göre, iletkenlik bant süreksizliğinin büyüklüğüne eşit yükseklikte basamaklar içeren periyodik bir potansiyelin etkisi ile, GaAs’ın iletkenlik bandını temsil eden parabolik bant, Brillouin bölgesi sınırlarında (yani, $k = \pi/d, 2\pi/d, \dots$) mini aralıklarla ayrılmış, minibantlara bölünmüştür. Bu minibantlar, $2\pi/d$ uzunluğundaki 1. Brillouin bölgesi içerisinde tutularak, süperörgünün iletkenlik bandı altındaki elektronik yapısı, indirgenmiş bölgede temsil edilmiştir. Oluşan mini aralıkların büyüklüğü ile mini bantların genişliği, kuyu ve bariyer genişliklerine, etkin kütleye ve iletkenlik bant süreksizliğine bağlıdır.

2.2.2. İki-boyutlu elektron gazı (2BEG) ve özellikleri

Bant aralığı farklı iki yarıiletkenin üst üste büyütülmesiyle düzlemsel ara yüzeyinde oluşan potansiyel kuyusu elektronları oldukça ince bir tabakaya hapseder (Şekil 2.6). Bu tabakada bulunan elektronlar iki boyutlu elektron gazı (2BEG) olup, uygun tasarlanmış 2BEG yapılarında elektronlar çok az çarpışma yaparak uzun mesafeler kat edebilirler. Öte yandan elektronların dalga boyları yarıiletkenlerin katılanma miktarı ile belirlendiğinden kuantum boyut etkilerini ön plana çıkaracak tasarımlar yapmak mümkündür. GaAs/Al_xGa_{1-x}As heteroyapılarındaki 2BEG yoğunluğu, uzaysal bir tabakanın arkasına yerleştirilmiş verici yoğunluğu ile tanımlanır.



Şekil 2.6. n-tipi AlGaAs ile GaAs ara yüzeyinde oluşan 2BEG'nin bant yapısı. E_1 ve E_2 kuyu içerisindeki enerji seviyelerini, E_F Fermi enerjisi seviyesini göstermektedir

Dingle ve ark. [22] tarafından ilk kez MBE kristal büyütme tekniği kullanılarak modülasyon katkılı GaAs/AlGaAs süper örgüsünde 2BEG oluşturulmuştur. Düşük sıcaklıklarda verici safsızlıklarından iletim elektronlarına doğru bir üçgen potansiyel oluşur. Bir boyutta üçgen potansiyel duvarında enerji kesikliliği oluşur, böylece elektronlar yalnızca iki boyutta mobiliteye sahip olur. 2B yarıiletkenlerde elektron taşınım mobilitelerinin incelendiği birçok kuramsal çalışmada sınırlayıcı kare potansiyel yaklaşımı kullanılmıştır [36-38]. Bu yaklaşım çoklu kuantum kuyuları için de uygundur. Heteroyapılarda ise sınırlayıcı potansiyel olarak üçgen kuyu yaklaşımı daha uygundur [38, 39]. Bu yaklaşımla, düşük taşıyıcı yoğunlukları için, enerji bant yapısının belirlenmesinde kullanışlı bazı analitik sonuçlar elde edilmektedir.

2BEG'nda durum yoğunluğu, parabolik bant yaklaşımında, enerjiden bağımsızdır [6] ve

$$D_{2B} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (2.9)$$

ifadesiyle verilir. 2B elektron yoğunluğu (birim hacimdeki elektron sayısı)

$$n_{2B} = \int_0^\infty D_{2B}(E) f(E) dE \quad (2.10)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Burada

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.11)$$

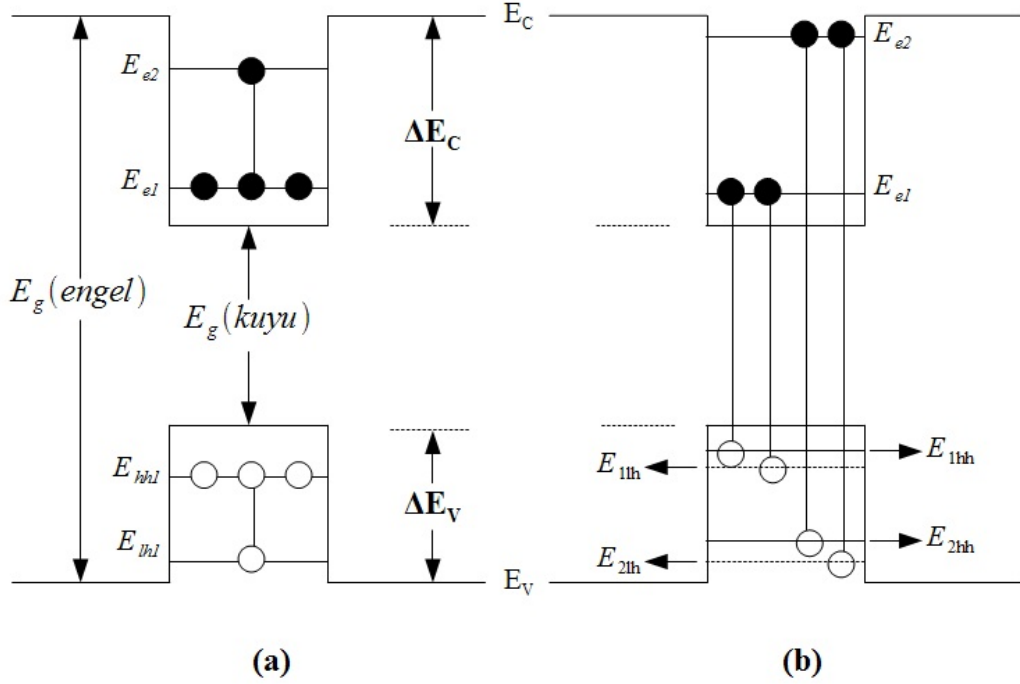
Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, k_B Boltzmann sabitidir. Mutlak sıfır sıcaklıkta ($T=0$ K'de) birinci altbant için

$$n_{2B} = \frac{m^*(E_F - E_1)}{\pi \hbar^2} \quad (2.12)$$

elde edilir.

2.3. Kuantum Kuyuda Bantiçi ve Bantlararası Geçişler

Bir yarıiletkenin değerlik bandındaki bir elektron optiksel, elektriksel ve termal uyarma gibi çeşitli teknikler kullanılarak iletkenlik bandına çıkartılabilir. Değerlik bandındaki bir elektronun buradan ayrılarak iletim bandına geçmesiyle burada bir boşluk meydana gelir. Yarıiletkenlerde oluşturulan fazlalık elektronlar ısı dengede olmadıkları için oluşturulduktan hemen sonra yeniden boşluklarla birleşmeye çalışırlar. Eski durumlarına dönerken kaybettikleri enerjiyi ışıma olarak yayarlar. Hemen hemen tüm optoelektronik cihazların çalışması elektron-boşluk yaratılması veya yok edilmesine dayanır. Kristal örgüdeki bu bağlanmaya göre bu süreç kovalent bağı parçalamaya özdeştir.



Şekil 2.7. Kuantum kuyuda bantiçi (a) ve bantlararası (b) geçişlerin şematik gösterimi

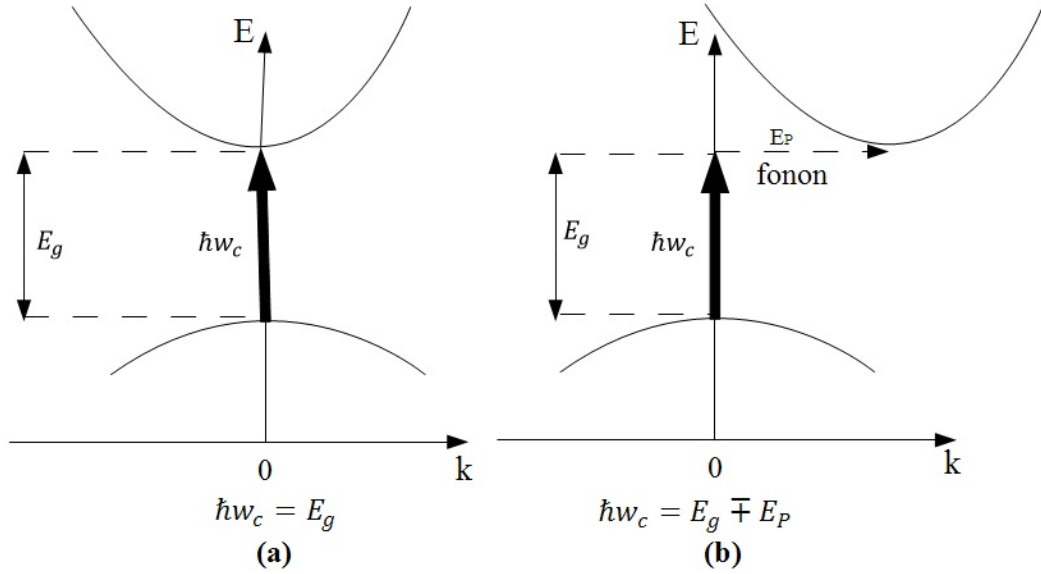
Sonsuz engel ve parabolik bantlar için, kuyu içindeki enerji seviyeleri (2.7) denklemi ile verilir. Buna göre bir alt seviyeden ilk uyarılmış seviye arasındaki bantiçi geçiş enerjisi

$$E_2 - E_1 = \frac{3\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} \quad (2.13)$$

olarak ifade edilir, burada m^* kuyu içindeki etkin kütledir. Algılama genel olarak üç süreçten oluşur: Gelen ışın tarafından üretilen taşıyıcı, akım-kazanç mekanizması tarafından taşıyıcıların taşınması, çoğaltılması ve çıkış akımını oluşturmak üzere taşıyıcıların çıkarılmasıdır. Bir algılayıcının çalışması istenilen dalgaboyunda yüksek duyarlılıkta, yüksek tepki hızında olması ve minimum gürültüde çalışması beklenir. Aynı zamanda algılayıcı uygun boyutta, düşük akım-gerilim aralığında kullanılmalı ve çalışılan bölgede güvenilir sonuçlar vermelidir.

Örgü sabitleri uyumlu GaAs/Al_xGa_{1-x}As malzemeler ile potansiyel kuyusu oluşturmak için çok uygun yapılardır, çünkü x kesri değiştirilerek Al_xGa_{1-x}As malzemenin bant yapısı değiştirilebilir. Dolayısıyla, L_w kuantum kuyusunun genişliği ve engel yüksekliği (Al_xGa_{1-x}As alaşımı için Al oranı) değiştirilerek kısa dalgalı kızılötesi (SWIR, $\lambda \sim 2 \mu\text{m}$), orta dalgalı kızılötesi (MWIR, $\lambda \sim 4 \mu\text{m}$) ve uzun dalgalı kızılötesi (LWIR, $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$) şeklinde bantıçi geçiş enerjileri ayarlanabilir. Kızılötesi radyasyonu algılamada GaAs/Al_xGa_{1-x}As çoklu kuantum kuyu yapıların kullanımı ilk kez Esaki ve ark. [40] tarafından öne sürülmüştür. Deneysel olarak Smith ve ark. [41] tarafından incelenmiş ve kuramsal olarak Coon ve ark. [42-44] tarafından analiz edilmiştir. Bantıçi soğurma ile ilgili ilk deneysel gözlem West ve ark. [45] tarafından, ilk QWIP yapı ise Levine ve ark. [26] tarafından deneysel yolla ortaya konmuştur. Levine ve ark. ayrıca geniş GaAs/Al_xGa_{1-x}As engel yapı içeren bantıçi geçişleri içeren QWIP yapıları üretip bu yapıların algılama özelliğini geliştirmişlerdir. Bu yapılarla ilgili olarak birkaç grup tarafından ileri düzeyde hassasiyete sahip dedektörler oluşturulmuştur [46-48].

Bantlararası geçişler ise, iletim bandının alt seviyesi ve değerlik bandının üst seviyesi arasında gerçekleşen geçişlerdir (Şekil 2.7 (b)). Bantlararası ve diğer tüm geçişlerde sistemin toplam dalga vektörü korunmak zorundadır. Foton dalga vektörü $\frac{2\pi}{\lambda}$ ile verilir; a kristal örgü mesafesini göstermek üzere ifade edilen elektron dalga vektörü $-\frac{\pi}{a}$ ile $+\frac{\pi}{a}$ arasındadır. Foton dalga vektörü, elektron dalga vektörlerinden oldukça küçüktür. Sonuç olarak eğer işe giren sadece elektron ve foton ise, elektron hemen hemen aynı dalga vektörüne sahip durumlar arasında bir geçiş yapar.



Şekil 2.8. (a) Doğrudan bant aralığına sahip yarıiletken ve (b) dolaylı bant aralığına sahip yarıiletken için bantlararası geçişler

Doğrudan bant aralıklı yarıiletkenlerin E - k diyagramında (Şekil 2.8 (a)) dikine geçişler izinlidir. Dolaylı bant aralıklı yarıiletkenlerde dalga vektörünü korumak için bir fonon oluşturulmalı veya yok edilmelidir (Şekil 2.8 (b)). Yayınlanan fotonun dalgaboyu için

$$\frac{hc}{\lambda} = E_g \mp E_p \quad (2.14)$$

ifadesi geçerlidir. Burada E_p fononun enerjisi, (+) ve (−) işaretleri sırasıyla fonon üretimi ve yok edilmesi durumuna karşılık gelmektedir. Dolaylı geçiş işlemi ikiden çok parçacık içerdiğinden geçiş daha düşük ihtimaldir.

Kuantum kuyularında değerlik bandındaki ağır boşluk ve hafif boşluk arasındaki dejenerelik ortadan kalktığı için, hafif boşluk eksiton ve ağır boşluk eksiton geçişlerinin her ikisinin gerçekleşmesi mümkün olmaktadır (Şekil 2.7 (b)). Bu geçişler için seçim kuralları, kuyudaki parçacık dalga fonksiyonlarının overlap (dalgaların üst üste binmesi) integrali ile belirlenir. Kuyudaki bir parçacık için dalga fonksiyonu

$$f_n^r = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(ik_{\perp} \cdot r_{\perp}) \varphi_n^{(e,h)}(z) \quad (2.15)$$

olup $k_{\perp} = (k_x, k_y)$ ve $r_{\perp} = (x, y)$ olarak yazılır. Burada, $\varphi_n^{(e,h)}(z)$ n . iletim bandı veya n . değerlik bandı için dalga fonksiyonudur. Overlap integrali ise

$$\langle f_n | f_m \rangle = \langle \varphi_n^{(h)} | \varphi_m^{(e)} \rangle \langle k_{\perp} | k'_{\perp} \rangle$$

$$\langle f_n | f_m \rangle = \int dz \varphi_n^{(h)}(z) \varphi_m^{(e)}(z) \frac{1}{V} \int d^2 r_{\perp} \exp[i(k'_{\perp} - k_{\perp}) \cdot r_{\perp}] \quad (2.16)$$

şeklinde verilir. Düzlem dalga vektörü seçim kuralından

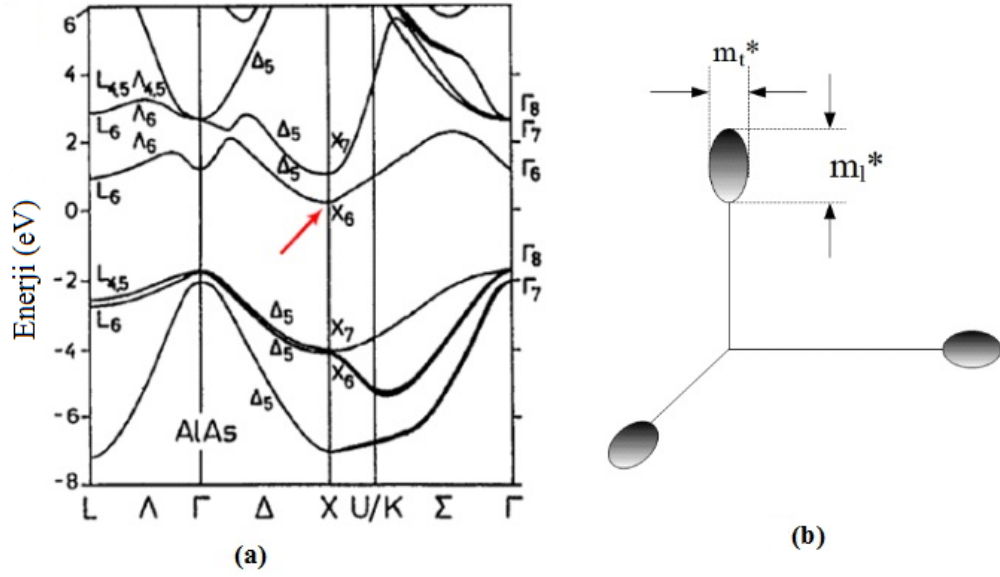
$$k'_{\perp} - k_{\perp} = 0 \quad (2.17)$$

olarak yazılabilir. Bu seçim kuralı $\langle \varphi_n^{(h)} | \varphi_m^{(e)} \rangle$ kullanılarak ispat edilebilir. Simetrik kuantum kuyudan oluşan bir yarı iletken için zarf fonksiyonları kuyu merkezine göre parite tanımlıdır. Bu yüzden zarf overlap integrali $\langle \varphi_n^{(h)} | \varphi_m^{(e)} \rangle$ sadece $n+m$ çift olduğunda sıfır değildir. Böylece altbant geçişleri için seçim kuralları, $\Delta n=0, \mp 2, \mp 4, \dots$ şeklindedir ve burada n altbant sayısıdır. Simetrik olmayan potansiyel kuyularında ise bu seçim kuralları devre dışı kalır ve iletim bandından değerlik bandına pek çok geçiş izinli hale gelir. Buna ek olarak sonsuz kuantum kuyusunda sadece $\Delta n=0$ geçişi izinlidir. GaAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ yapıda $\Delta n=0$ geçişi $\Delta n \neq 0$ geçişlerinden daha güçlüdür [49].

2.4. AlAs Kuantum Kuyuların Elektronik Özellikleri

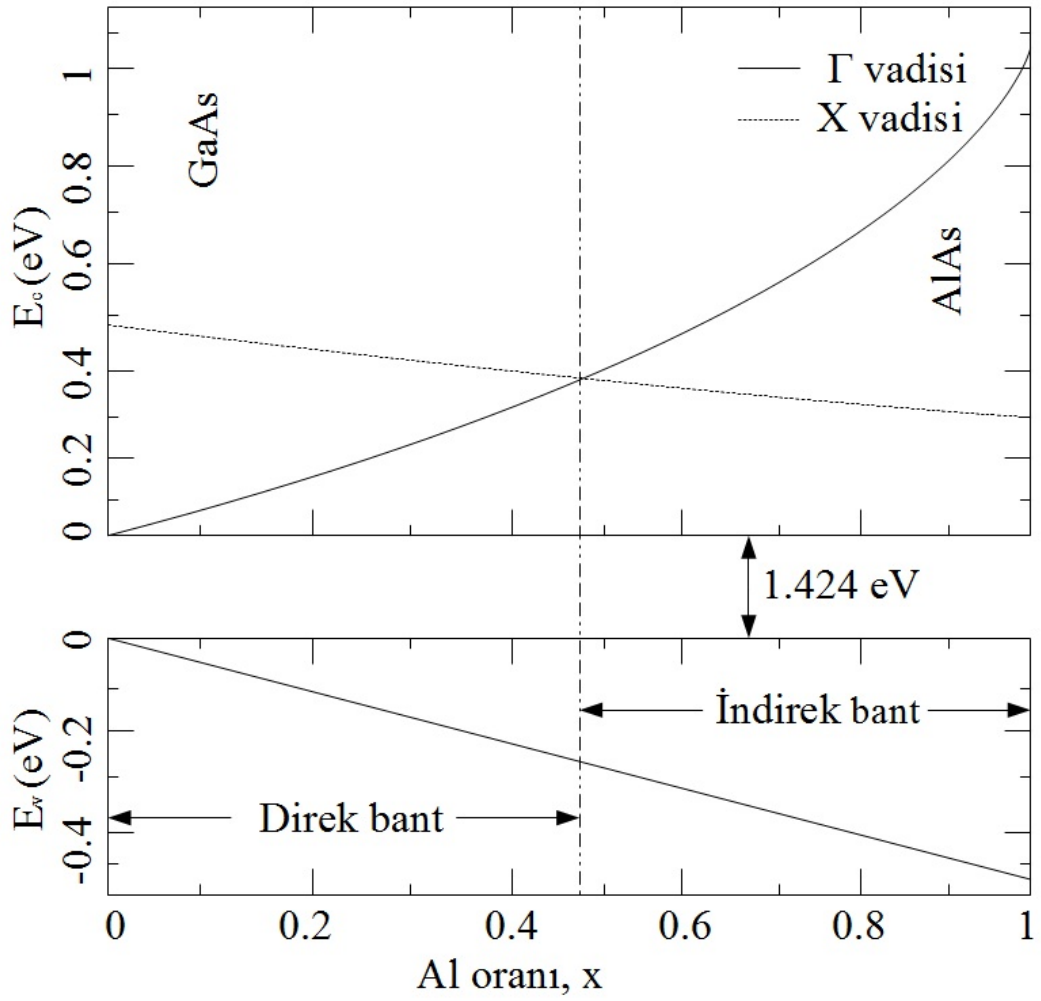
Yarıiletkenlerin elektronik transport özelliklerinin anlaşılabilmesi için enerji-bant yapısının bilinmesi gerekir. AlAs, GaAs gibi kübik çinko sülfür yapısındadır, fakat GaAs yapısındakinin aksine indirek bant yapısına sahiptir (Şekil 2.9 (a)). Bu yapıdaki elektronlar Silisyumda olduğu gibi Brillouin bölgesinin X noktasındadır. Bu elektronlar GaAs yapısındakine göre daha büyük anizotropik etkin kütleye sahiptirler: daha önce de belirtildiği gibi, GaAs yapısında elektronlar izotropik etkin kütleye ($0,067m_e$) sahipken, AlAs yapısında, boyuna $m_l^*=1,1m_e$ ve enine $m_t^*=0,19m_e$ şeklinde etkin kütleler söz konusudur (Şekil 2.9 (b)). Daha ağır etkin kütlelerden dolayı, bu yapıdaki 2B elektronlar, aynı elektron yoğunluğu değerine sahip GaAs yapısındaki 2B elektronlara göre daha seyrek (örneğin; etkin Bohr yarıçapı cinsinden verilen parçacıklar arası boşluk (r_s) daha büyüktür.). Bu yüzden etkileşimler daha güçlüdür. Ayrıca, AlAs elektronlarının etkin g^* faktörü ($g^*=1,989$) GaAs yapısındaki elektronların etkin g^* faktöründen ($|g^*|=0,44$) daha büyüktür [18, 50, 51].

Etkin kütle $\mathbf{k}$ -uzayında enerji dağılımının ikinci türevinin tersiyle orantılıdır. Yapılan deneyler ile etkin kütle siklotron rezonansı verileri kullanılarak belirlenebilir. Yapılan çalışmalarda manyetik alana paralel [001] ve [010] vadileri için AlAs elektronlarının siklotron etkin kütlesi $m^*=(m_l^*m_t^*)^{1/2}=0,46m_e$ olarak alınmıştır [9, 11-15]. Literatürdeki bu değerin dışında AlAs kuantum kuyusundaki elektronların etkin kütlelerinin belirlendiği çalışmalar vardır [12-14].



Şekil 2.9. (a) AlAs'ın bant yapısı [52], (b) Hacimli AlAs için elektronların etkin kütlelerinde elipsoit Fermi yüzeyleri. Burada etkin kütlelerin yüzeyleri küresel değildir ve boyuna ve enine etkin kütleler söz konusudur [9]

Normalde, heteroyapılarda 2BEG yasak enerji aralığı daha düşük olan yarıiletken tabaka içinde ve eklem arayüzeyine yakın oluşur. Büyütme sırasında elektronlar daha yüksek affiniteye sahip ve daha düşük enerji seviyeleri bulunan yarıiletkene geçiş yaparlar. Bu geçiş iki yarıiletken katmanın Fermi enerji seviyeleri eşitleninceye kadar devam eder. Şekil 2.10 Al kesrinin fonksiyonu olarak iletkenlik bandı minimumu (üst kısım) ile değerlik bandı maksimumunu (alt kısım) göstermektedir [4, 9]. AlAs yapısının X-vadisinde iletkenlik bandı minimumu $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alaşımındaki Γ -vadisine iletkenlik bandı minimumundan daha düşük enerji değerinde olabilir.



Şekil 2.10. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alaşımlarında Γ ve X iletkenlik bandı minimumu ile değerlik bandı kenarının $\text{Al } x$ kesrine göre değişimi. x 'in 0,43 den büyük değerleri için alaşım indirek bant aralıklı yarıiletken olmaktadır. Bant aralığı x kesrine bağlı olarak kolaylıkla seçilebildiğinden, bu türden yapılar tasarlarken bu durum önemli bir etken olmaktadır.

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alaşımının bant aralığı x kesrine göre değişmektedir. Oda sıcaklığında ($T=300 \text{ K}$) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yasak enerji aralığı için

$$E_g = 1,424 + 1,247x \text{ (eV)} \quad (x < 0,45 \text{ için}) \quad (2.18)$$

$$E_g = 1,9 + 0,125x + 0,143x^2 \text{ (eV)} \quad (x > 0,45 \text{ için}) \quad (2.19)$$

bağıntıları verilir. $x=0,45$ değeri için her iki bağıntı kullanılarak elde edilen enerji bant aralığı değeri 1,9852 eV tur. Burada X vadisinde AlAs için $x=0,43$ değerinden büyük değerlerde yapı indirek bant aralıklı olmaktadır ve bu değerden sonra AlAs bant aralığı azalmakta, bu noktada kuantum kuyusu oluşmaktadır.

2.4.1. AlAs kuantum kuyulu yapıda X -vadisi elektronlarının etkin kütlesi

2B kuşatma elektron enerjisi seviyelerinin simetrisini kırdığı için aynı zamanda üç katlı dejenerelik de kırılır. Altbant enerjisi kuşatma yönündeki elektronların etkin kütlesi ile belirlendiğinden bu durum ortaya çıkar. X vadisi dışında bulunan elektronların etkin kütlesi $m_l^* = 1,1m_e$ iken vadide bulunan elektronların etkin kütlesi $m_t^* = 0,19m_e$ olarak verilmişti. 7,5 nm genişliğe sahip AlAs kuantum kuyulu süperörgü yapılarında elde edilen SdH osilasyonlarının sonuçlarına göre xy -düzleminde hareket eden elektronların etkin kütlesi $0,55 \pm 0,05m_e$ olarak bulunmuştur [7]. Bu değer düzlemdeki vadilerde bulunan elektronların siklotron enerjisine eşdeğerdir. Dolayısıyla, 7,5 nm genişlikli kuantum kuyularında düzlemde bulunan vadilerin en düşük enerji seviyesinde olduğu söylenebilir. Bu çalışmada Hall ölçümleri ve SdH osilasyonları ile elde edilen elektron yoğunluğu değerlerinde ($1,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) farklılık ortaya çıkmıştır. Değişen kuantum kuyusu genişliği ve engel tabakaya göre yapılan AlAs kuantum kuyulu farklı bir çalışma vardır [53]. Bu çalışmada 4,5 nm'den geniş AlAs kuantum kuyularında vadiler arasında enerji geçişmeleri (crossover) bir gerilmeye neden olduğundan bahsedilmektedir.

Bu enerji geçişmelerinin nedeninin GaAs ve AlAs örgü uyumsuzluğundan kaynaklanan uyarılmış enerji kayması olduğu söylenebilir. Bu örgü uyumsuzluğu çok küçük olmasına rağmen, bu durum en düşük enerji durumlarındaki geçişi açıklamak için yeterli bir enerji kaymasını yaratır [7]. *X* vadisi enerji seviyelerindeki gerilmeden kaynaklanan enerji kayması deformasyon potansiyelinden elde edilebilir.

$$\Delta E_{\text{ger}} = -E_2(S_{11} - S_{12})\sigma \quad (2.20)$$

Burada E_2 deformasyon potansiyeli olup değeri yaklaşık 5,5 eV' tur, $\sigma \approx 2,2 \times 10^{-12}$ dyn/cm² ve son olarak, $S_{11} \approx 1,3 \times 10^{-12}$ cm²/dyn ve $S_{12} \approx -0,39 \times 10^{-12}$ cm²/dyn değerleri elastik sabitlerdir. Bu değerler denklem (2.20)'de yerine konduğunda elde edilen ΔE_{ger} değeri yaklaşık 19 meV'dir.

2.5. Elektrik ve Manyetik Alanda Yük Taşıyıcılarının Davranışı

Bir yarıiletken heteroyapıya uygulanan elektrik alan kesikli altbantların oluşmasına neden olur. Yüzeyle uygulanan dik bir manyetik alan ise her bir altbandın Landau düzeylerine yarılmasına yol açar ve tamamen kuantize bir sistem oluşturur. Bu durumda manyetik alan kuşatmayı oluşturan elektrik alanla aynı yöndedir. Bu sistemi tanımlayan Hamiltonyen, Landau düzeylerini doğuran manyetik kısım ve altbantları oluşturan elektrik alan kısmı olarak ayrılabilir. Böylece, sistemin çözümleri olan enerji özdeğerleri kolaylıkla bulunabilir [54, 55].

Bir kristaldeki elektronların manyetik alandaki davranışı elektrik alandaki davranışından çok daha farklıdır. Manyetik alanda yörüngeler genellikle kapalı ve kuantize olmuştur. Bunun dışında manyetik alan sonucu oluşan siklotron rezonansı, de Haas-Van Alphen etkisi, manyetodirenç ve Shubnikov-de Haas

etkisi hakkında bilgileri elde etmeyi sağlar. Manyetik alan altında taşıyıcıların hareketi problemlerinden çoğu yarı klasik yaklaşımla çözülmüştür. Bunların tam olarak çözülebildiği diğer yöntemlerden biri, Schrödinger denkleminin [56] ya da indirgenmiş Luttinger Hamiltoniyen'inin [57] nümerik integrasyonuna dayanır. İkinci çözüm ise Schrödinger denklemi analitik fonksiyonları serisi [58], confluent hipergeometrik fonksiyonlar [59] ya da parabolik silindirik fonksiyonlardır [60].

Manyetik alan altında yarıiletkenlerin bant yapıları oldukça karmaşıktır. 2B sistemlerde paralel alan bileşenlerinin etkilerini gösteren birçok deneysel çalışma yapılmıştır [61-67]. Problem, nümerik yöntemler kullanılarak Metal Oksit Yarıiletken (MOS) transistörlerde SiO_2 -Si yüzeylerine paralel bir manyetik alan için Ando [68] tarafından kuramsal olarak çözülmüştür. Bununla birlikte, üçgen kuyu potansiyel problemi için yaklaşık bir analitik çözüm Bhattacharya [69] tarafından yapılmıştır.

Yüksek manyetik alan altındaki bir elektronun alana dik doğrultudaki yörüngelerinde hareketi sınırlanıyor olsa da alana paralel hareketi alandan etkilenmez. Kuşatılmış bir elektron sistemine yüksek bir manyetik alan uygulandığında uzaysal kuantizasyon belirgin bir etkiye sahip olacaktır. Bahsi geçen sistemlerle ilgili kuramsal ve deneysel çalışmaların çoğu manyetik alanın büyütme doğrultusuna dik veya paralel olduğu durumlar için yapılmıştır [70]. Sabit ve homojen bir manyetik alan büyütme doğrultusuna paralel uygulandığında enerji spektrumu kesikli ve kuşatılmış elektronların Landau düzeyleri şeklindedir. Manyetik alanın bu yönelimi için Schrödinger denklemi kolaylıkla değişkenlerine ayrılabilindiğinden daha önce yapılan çalışmalarda bu durum için analitik çözümler bulunmuştur [54, 55]. Manyetik alanın büyütme doğrultusuna paralel olduğu bu durumda kuantum Hall etkisi (KHE) ve Shubnikov-de Haas osilasyonları gibi deneysel ve kuramsal anlamda ilginç ve önemli etkiler gözlenmiştir [71-73].

Manyetik alanın heteroyapının büyütme doğrultusuna dik uygulanması durumunda ise yine analitik çözüm yapılabilirken, manyetik alan bu yönelimde 2BEG üzerinde bir kuşatma etkisi oluşturmadağı için enerji spektrumunda fazla bir değışiklik gözlenmeyecektir, bu etkinin sadece bantıçi optik geçişlerde etkili olduğı görölmüştür. Tek kuantum kuyusu ya da tek bir engelde bulunan bir elektronun enerji spektrumunun çalışılması, kuantum aygıtlarında geçiş olaylarının anlaşılmasında yardımcı olacak en temel çalışmayı oluşturur [74].

2.5.1. Elektrik ve manyetik alanda Schrödinger denklemi

ϕ skaler potansiyel, $\vec{A}$ vektörel potansiyel olmak üzere, $\vec{F}$ elektrik alan ve $\vec{B}$ manyetik alan

$$\vec{F} = -\nabla\phi - \frac{d\vec{A}}{dt} \quad (2.21)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (2.22)$$

şeklinde tanımlanır. Burada önemle belirtilmelidir ki, potansiyeller özellikle $\vec{A}$ istenen şekilde seçilebilir. Statik bir $\vec{F}$ elektrik alanı göz önüne alındığında skaler potansiyel

$$\phi = -\vec{F} \times \vec{r} \quad (2.23)$$

ile ifade edilir. Bu keyfi bir terim olsa bile, alanı etkilemeyecek şekilde ϕ 'ye sabit bir terim eklenebilir. Bunun anlamı mutlak potansiyelin (ya da potansiyel enerjinin) herhangi bir öneminin olmadığıdır.

$\vec{A} = -\vec{F}t$ ifadesi ile bir vektör potansiyelden elektrik alan türetilir. Ayrıca, $\vec{F}$ elektrik alanını etkilemeden zamana bağılı olmayan $\vec{A}$ vektörel

potansiyeline herhangi bir fonksiyon eklenebilir. Burada skaler ve vektör potansiyellerini bir arada yazma olanağı da vardır. Bu seçeneklerin hiçbiri ideal değildir, çünkü Schrödinger denkleminin çözümü seçilen ayar dönüşümüne bağlıdır. Elektrik alan uzayda tüm noktalarda aynı değeri alırken, skaler potansiyel bu özelliği taşımaz. Vektör potansiyeli zamana bağlı değişmez bir niceliktir, yani herhangi statik bir durum söz konusu değildir. Genelde mümkün olduğunca problemin kolay çözüleceği bir potansiyel seçilir.

Manyetik alan için ayar seçimi önemlidir. z -doğrultusu boyunca büyüklüğü B olan bir manyetik alan göz önüne alınsın. Skaler potansiyelin rotasyoneli alındığında

$$B_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \quad (2.24)$$

ifadesi yazılır. Burada $A_y = B_x$ ya da $A_x = -B_y$ şeklinde iki seçenek vardır. Bunlara Landau ayarı denir ve vektör potansiyelinin tek bileşenli olması burada avantajdır. Diğer bir seçenek ise

$$\vec{A} = \frac{1}{2} B(-y, x, 0) = \frac{1}{2} \vec{B} \times \vec{R} \quad (2.25)$$

şeklinde ifade edilen simetrik ayardır. Bu ayar düzlemin izotropik olmasını sağlar, ancak bu ayar dönüşümünün dalga fonksiyonları daha karmaşıktır.

$\vec{B}$ nin değerini etkilemeyecek şekilde rotasyoneli sıfır olan herhangi bir fonksiyon $\vec{A}$ 'ya eklenebilir. O halde herhangi bir χ fonksiyonu için $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \chi) = 0$ olduğundan, χ fonksiyonunun $\vec{A}$ 'ya eklenmesi $\vec{B}$ 'yi değiştirmeyecektir. Ancak bu χ fonksiyonu $\vec{F}$ alanını değiştirecektir ve bu nedenle burada $\vec{F}$ alanını sabit tutacak bir ϕ skaler fonksiyonu seçilmelidir. Dolayısıyla alanları değiştirmeyecek şekilde seçilen ayar dönüşümü

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla} \chi \quad (2.26)$$

ve

$$\phi \rightarrow \phi - \frac{d\chi}{dt} \quad (2.27)$$

olarak yazılır. Bu potansiyelleri göz önüne alarak elektromanyetik alan içindeki q yüklü bir parçacık için Schrödinger denklemi yazılabilir

$$\left[\frac{1}{2} [\hat{p} - q\vec{A}(\vec{R}, t)]^2 + q\phi(\vec{R}, t) \right] \psi(\vec{R}, t) = i\hbar \frac{d}{dt} \psi(\vec{R}, t) \quad (2.28)$$

Bu denklemde iki farklı momentum terimi olması önemli bir noktadır. Bunlardan ilki $\hat{p}$ kanoniksel momentumudur ve $-i\hbar \vec{\nabla}$ şeklinde tanımlanır, diğeri ise $\hat{p} - q\vec{A}$ şeklinde olup kinetik enerji ifadesindeki değerinin yerini alan ve mekaniksel veya kinematik momentum adını alır. Klasik mekanikte de aynı ayırım söz konusudur. Klasik mekanikte geçerli olmayan önemli husus Schrödinger denkleminin alanları değil potansiyelleri içermesidir. Bunun anlamı, alanlar olmasa bile potansiyellerin parçacığı etkilemesidir.

2.5.2. Tekdüze elektrik alanda elektronların davranışı

$\vec{F}$ elektrik alanına maruz kalan q yükünün klasik davranışı kolay açıklanabilir: bu yük $q\vec{F}/m$ ivmesiyle hareket eder ve yükün hareketi $\vec{F}$ elektrik alanının normalinden etkilenmez. Kuantum mekaniğinde durum böyle değildir, burada elektrik alan değil potansiyel söz konusudur. z-yönünde tekdüze bir elektrik alan içindeki yük $q = -e$ elektron yükü olsun, dolayısıyla $F > 0$ durumunda z ile artan ve $q\phi = -eFz$ ile ifade edilen potansiyel belirlenir. Potansiyel z 'ye bağlı olduğundan Schrödinger denklemi değişkenlerine ayrılabilir ve burada tek boyutlu

problem söz konusu olur. Potansiyel zamanla sabittir ve bu yüzden Schrödinger denklemi şu şekilde yazılır;

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + eFz \right] \psi(z) = E\psi(z) \quad (2.29)$$

Bu denklemin çözümü kolaydır, çünkü bu bilinen üçgen kuyu potansiyeline benzer çözümdür. Bu denklem çözüldüğünde E enerjili normalize olmayan dalga fonksiyonları

$$\phi(z, E) = \text{Ai} \left[\frac{z - \varepsilon/eF}{z_0} \right] = \text{Ai} \left[\frac{eFz - \varepsilon}{\varepsilon_0} \right] \quad (2.30)$$

şeklinde çözülür ve buradaki uzunluk ve enerji büyüklükleri

$$z_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2meF} \right)^{1/3} \quad (2.31)$$

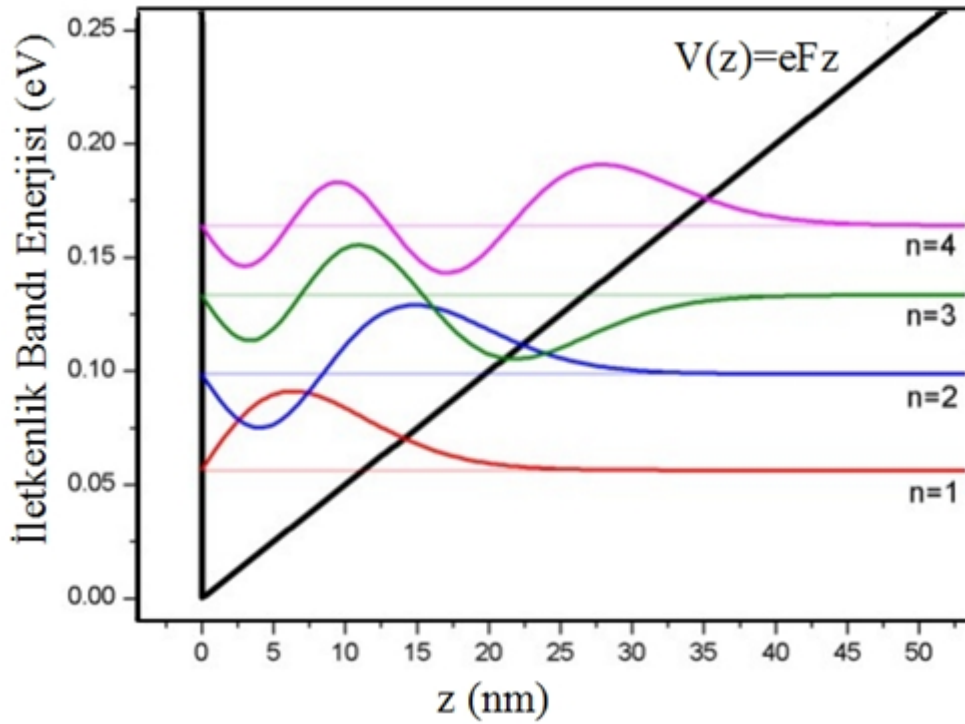
$$\varepsilon_0 = \left[\frac{(eF\hbar)^2}{2m} \right]^{1/3} = eFz_0 \quad (2.32)$$

şeklinde yazılırlar. Ancak, bu durum üçgen kuyudan daha kolaydır, çünkü burada elektron tüm uzayda hareket edebilir ve enerji herhangi bir değer alabilir.

Bazı dalga fonksiyonlarının çizildiği Şekil 2.11’de potansiyel artarken $z > E/eF$ için bu durumlar potansiyellerle tünellerler. $\chi \rightarrow \infty$ iken Airy fonksiyonlarının asimptotik davranışından bu sonuç elde edilir. $z - \varepsilon/eF$ değeri negatif olduğunda ve kinetik enerji arttığında dalga fonksiyonları daha hızlı dalgalanmalar yaparak $z < \varepsilon/eF$ için salınırlar. Aynı akım değerinde dalgaların genliği zamanla artar. Yine aynı şekilde, asimptotik davranıştan fonksiyonel form elde edilebilir.

Bu dalgalar durağan dalgalardır, bunun neden böyle olduğunu anlamak zor değildir; $+z$ yönünde sabit enerjiyle potansiyeli ε/eF olana kadar hareket eden bir elektron göz önüne alınsın. Bu durumda elektron tamamen yansır ve $-z$ yönünde harekete geçer. Eşit şiddetli iki dalga arasındaki girişim durağan bir dalga

oluşturur. Bu durum elektrik alan altında hızlanması gereken elektron davranışına terstir. Burada elektrik alanı etkilemeyecek şekilde potansiyele bir A sabiti eklenebilir, ancak böyle yapmak tüm durumların enerjilerini önemli derecede değiştirir. Dolayısıyla, mutlak enerjinin hiçbir önemi yoktur ve sadece enerji değerleri arasındaki fark önem kazanmaktadır.



Şekil 2.11. eFz potansiyel enerjisi için tekdüze bir elektrik alanda GaAs yapısındaki elektronlar için dalga fonksiyonları. Siyah çizgi üçgen kuyu potansiyeli $V(z)=eFz$ ile temsil edilen iletkenlik bandı kenarını göstermektedir. Ayrıca dört enerji durumuna karşılık gelen dalga fonksiyonları gösterilmiştir. Burada uygulanan elektrik alan $F=0,05V/10\text{ nm'}$ dir [4]

Elektrik alan altında durum yoğunluğu üzerinde önemle durulması gereken bir kavramdır. Herhangi bir alan uygulanmadan önce sadece pozitif enerji değerlerinden bahsedilir ve bir boyutta durum yoğunluğu

$$n(E) = \left(\frac{1}{\pi\hbar}\right) \left(\frac{E}{2m}\right)^{-1/2} \quad (2.33)$$

olarak yazılır. Ancak, elektrik alan uygulandığı sürece bu durum $-\infty$ 'dan $+\infty$ 'a kadar tüm enerji durumlarına imkân verir.

Burada problem, elektrik alan uygulanmadan önce sistemin değişmez (invariant) olmasıdır, bundan dolayı herhangi bir noktada durum yoğunluğunu bulmak kolaydır. Ancak, her bir noktaya tek tek bakılırsa (yerel durum yoğunluğu) durum farklı olur. Böyle bir durumda farklı enerjilere karşılık gelen her durum için tüm sistemin ortalama durum yoğunluğu alınır. Yani, çözüm tek bir nokta üzerinden ele alınır ve çözüm için yerel durum yoğunluğu kullanılır:

$$n(E, z) = \sum_k |\phi_k(z)|^2 \delta(E - \epsilon_k) \quad (2.34)$$

Buradaki sorun, dalga fonksiyonlarının normalize olmamasıdır, bu durum göz ardı edilebilir. Denklem (2.30) ile verilen dalga fonksiyonları kendi E enerjileri ile tanımlanırlar, düzlem dalgalar için k dalga sayısı gibi herhangi bir kuantum nicelik yoktur. Bir boyutta elektrik alan altındaki durum yoğunluğu

$$n_{1B}(E, z) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} Ai^2 \left(\frac{eFz - \epsilon}{\epsilon_0} \right) \delta(E - \epsilon) d\epsilon \quad (2.35)$$

olur ve burada integralin önemi yoktur. Dolayısıyla ifade şu şekilde yazılır

$$n_{1B}(E, z) = CAi^2 \left(-\frac{E - eFz}{\epsilon_0} \right) \quad (2.36)$$

Burada C bilinmeyen önçarpanıdır. Beklenildiği gibi, $n_{1B}(E, z)$ toplam enerji ile potansiyel enerji arasındaki farkı veren $E - eFz$ ifadesine bağlıdır. Klasik olarak bu ifade kinetik enerji olarak yazılabilir. C 'yi sabit değerde tutmak için yüksek

kinetik enerji değerlerindeki durum yoğunluğunun alan yokluğunda serbest elektronlar için yazılan durum yoğunluğu ile aynı olması beklenir.

$$n_{1B}(E, z) \sim \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m}{E - eFz}} \quad (2.37)$$

(2.36) denkleminde

$$n_{1B}(E, z) \sim \frac{C}{\pi} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{E - eFz} \cos^2 \left[\frac{2}{3} \left(\frac{E - eFz}{\epsilon_0} \right)^{3/2} - \frac{\pi}{4} \right]} \quad (2.38)$$

elde edilir. Burada $\cos^2$ ifadesi 0 ile 1 arasında değer alır. Bunun ortalama değeri $\frac{1}{2}$ alınırsa ve ifade yeniden yazılırsa

$$n_{1B}(E, z) = \frac{2}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{\epsilon_0}} \text{Ai}^2 \left(-\frac{E - eFz}{\epsilon_0} \right) \quad (2.39)$$

olarak elektrik alanda bulunan tek boyutlu bir sistem için yerel durum yoğunluğu ifadesi elde edilir. Kinetik enerjinin negatif olduğu bölgede klasik olarak mümkün olmayan tünelleme dalga fonksiyonlarının kuyruk kısmında olur. Pozitif enerjilerde durum yoğunluğu osilasyon yapar, çünkü durum yoğunluğu durağan dalga kipleri içeren dalga fonksiyonlarının yoğunluğuna bağlıdır [75].

Benzer şekilde üç boyutlu sistemler için durum yoğunluğu ifadesi yazılabilir.

$$n_{3B}(E, z) = \frac{m}{\pi \hbar^3} \sqrt{\frac{2m}{\epsilon_0}} \int_{-\infty}^E \text{Ai}^2 \left(-\frac{\epsilon - eFz}{\epsilon_0} \right) d\epsilon \quad (2.40)$$

$$n_{3B}(E, z) = \frac{m}{\pi \hbar^3} \sqrt{2m\epsilon_0} \left\{ [\text{Ai}'(s)]^2 - s[\text{Ai}(s)]^2 \right\}, \quad s = -\frac{E - eFz}{\epsilon_0} \quad (2.41)$$

2.5.3. Klasik Hall olayı

Hall etkisi 1879 yılında E. H. Hall tarafından manyetik alan altındaki metal bir şeritten akım geçirdiğinde akım yönüne dik bir potansiyel oluştuğunun gözlenmesiyle bulunmuştur (Şekil 2.12). Hall etkisi yöntemi ile yapıdaki taşıyıcıların türü (elektron ya da boşluk), yoğunlukları, özdirenci ve mobilitesi gibi önemli özellikler ölçülebilir ve/veya hesaplanabilir. Bu özelliklerin sıcaklığa bağlı ölçümleriyle de birçok önemli parametre hesaplanabilir ya da en azından hakkında bilgi sahibi olunabilir.

Elektrik alana dik bir manyetik alan altında elektronun klasik hareketi Lorentz kuvveti ile tanımlanır

$$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.42)$$

Burada $\vec{v}$ elektron hızıdır. Klasik etki ile elde edilen çözüme göre, B manyetik alanı uygulanmasıyla yük taşıyıcılar $w_c = eB/m^*$ ile tanımlanan bir siklotron frekansı ile dairesel hareket yapar. Sistemdeki elektronlar serbest parçacıklardır, fakat bu elektronlar bir yarıiletkenin kristal yapısı içinde hareket ederler. Ancak, bu parçacıklar vakum içerisinde (farklı kütle ile) bulunsalar bile, elektrik ve manyetik alandan etkilenirler. Burada elektron kütlesi yerine m^* etkin kütle kavramı kullanılarak yarıiletkendeki elektronların özelliklerini belirlemek amacıyla serbest elektronlar için kullanılan denklemler kullanılabilir.

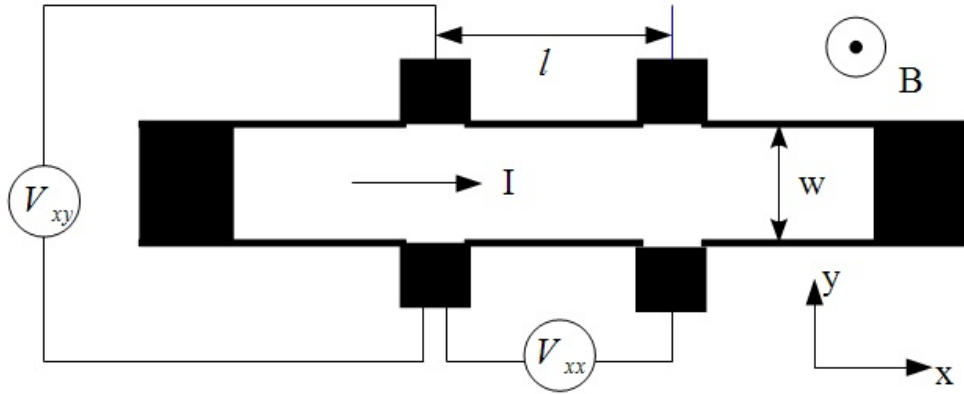
2B sistemde klasik Hall etkisi genellikle elektronlara ait Drude modeli ile açıklanır. Dış alanların etkisiyle elektronlar momentum kazanır ve saçılmalar ile bu momentumlarını kaybederler. Sabit alanlar için ortaya çıkan denklem

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - m^* \frac{\vec{v}}{\tau} \quad (2.43)$$

şeklinde yazılır. Burada τ momentum durulma zamanıdır. w_c siklotron frekansı hesaba katıldığında hız bileşenleri şu şekilde yazılır

$$v_x = -e \frac{\tau}{m^*} E_x - w_c \tau v_y \quad (2.44)$$

$$v_y = -e \frac{\tau}{m^*} E_y - w_c \tau v_x \quad (2.45)$$



Şekil 2.12. Tipik Hall ölçüm sistemi. Hall çubuğu (bar) xy-düzlemine yerleştirilmiştir. B manyetik alanı xy-düzlemine dik uygulanmıştır. Lorentz kuvvetinden dolayı elektronlar bir tarafa toplanarak $V_{xy} \neq 0$ olmasını sağlar. Hall direnci $R_{xy} = \frac{V_{xy}}{I}$ şeklinde tanımlanır. Ohm yasasına göre örnek direnci $V_{xx} = IR_{xx}$ olarak yazılır

Bu noktadan sonra akım yoğunluğu tanımlanacak olursa $\vec{j} = -n_s e \vec{v}$ şeklinde olur, burada n_s elektron yoğunluğudur ve alan yokluğunda iletkenlik $\sigma_0 = \frac{e^2 n_s \tau}{m^*}$ olacak şekilde yazılırsa

$$j_x = \sigma_0 E_x - w_c \tau j_y \quad (2.46)$$

$$j_y = \sigma_0 E_y - w_c \tau j_x \quad (2.47)$$

akım yoğunluğu ifadeleri yazılır. Aslında bu denklemler 2B sistemde Ohm yasası tanımıdır. Sistemde sınır şartı olarak, $j_y = 0$ olarak alınırsa doğrudan

$$E_y = \frac{w_c \tau}{\sigma_0} \cdot j_x = \frac{B}{n_s e} \cdot j_x \quad (2.48)$$

ifadesi yazılır. $v_{xy} = E \cdot d$ ve $I = j_x \cdot d$ olduğundan Hall direnci

$$R_{xy} = \frac{v_{xy}}{I} = \frac{B}{n_s e} \quad (2.49)$$

olarak tanımlanır. Hall direncinin bu tanımı ile 2B bir sistemin elektron yoğunluğu yani n_s belirlenebilir.

Bu klasik rejimde boyuna iletkenlik (σ_{xx}) manyetik alandan etkilenmez ve $j_x = \sigma_0 E_x = \sigma_{xx} E_x$ dir. Ohm yasasının tanımlandığı (2.46) ve (2.47) denklemleri genelleştirilerek 2B sistem için Ohm yasasının matris formu yazılırsa

$$\vec{j} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \vec{E} \Leftrightarrow \vec{E} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \vec{j} \quad (2.50)$$

şeklinde olur. bu denklemden yola çıkarak, 2B bir iletkende iletkenlik ve öz direnç bileşenleri arasında şu şekilde bir bağıntı oluşur

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} ; \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.51)$$

Eğer sistem manyetik alan altındaysa, $\sigma_{xy} \neq 0$ olduğundan boyuna iletkenlik σ_{xx} ve öz direnç ρ_{xx} parametrelerinin aynı anda azalması gibi ilginç bir özellik ortaya çıkar [76].

2.6. İki-boyutta Landau Seviyeleri ve Shubnikov-de Haas Etkisi

xy-düzlemi boyunca hareket eden elektronlara dik bir manyetik alan uygulandığında siklotron hareketi yapan elektronların hareketlerinin kuantalanması sonucunda yörüngelerin ve enerjilerin kesikli duruma gelmesi Landau kuantizasyonudur. 2-boyutta manyetik alansız durum yoğunluğu sabittir. 2B düzleme uygulanan dik manyetik alan durum yoğunluğunu ayrık ve kesikli duruma getirir. Yani bu durumlar arasında enerji boşlukları oluşur.

Enerjisi E_i olan i . altbanttaki elektronunun enerjisi

$$E(k_x, k_y, i) = \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \right) + E_i \quad (2.52)$$

ifadesiyle verilir. Bu eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim elektronun 2B düzlemdeki hareketini temsil eder. xy-düzlemine dik bir manyetik alan uygulandığında elektronun enerjisi Landau düzeylerine yarılır (Şekil 2.13) ve sonuç olarak elektronun enerjisi

$$E(n, i) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + E_i \quad (2.53)$$

şeklinde yazılır.

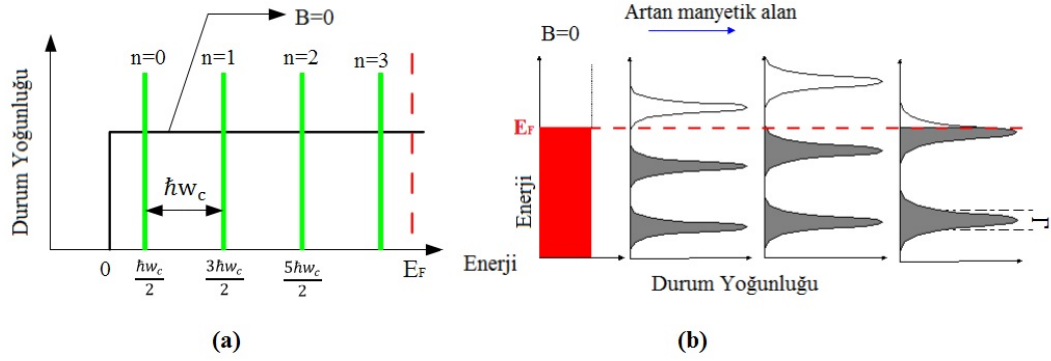
Manyetik alan altında Schrödinger denkleminin çözümünün önemli sonuçlarından biri de enerji spektrumudur. Manyetik alanın arttırılmasıyla, serbest elektronlar için durum yoğunluğu fonksiyonu sürekli halden aralarında belli mesafe olan bir dizi δ -fonksiyonlarına dönüşür. $B=0$ 'da homojen dağılmış durumlar Landau seviyeleri üzerine yığılıdır. Bu durumu irdelemek için her seviyedeki durum sayısı bilinmelidir.

Bu sistem $L_x \times L_y$ boyutlarında bir dikdörtgen geometriye sahip olsun ve çözüm için Landau ayarı kullanılsın. y-ekseni boyunca periyodik sınır koşulu

genelde $k = \left(\frac{2\pi}{L_y}\right)j$ şartını sağlar (burada j tam sayıdır.). Buradaki sınırlama L_x 'den kaynaklanır, çünkü dalga fonksiyonları $\chi_k = \frac{-\hbar k}{eB} = \frac{-2\pi\hbar}{eBL_y}j$ ile merkezlenmiştir. Örnek sınırları içinde χ_k

$$-L_x < \frac{2\pi\hbar}{eBL_y}j < 0, \quad \frac{eBL_xL_y}{h} < j < 0 \quad (2.54)$$

koşullarını gerektirmektedir. Dolayısıyla birim alan başına her Landau seviyesindeki durum sayısı $n_B = \frac{eB}{h}$ olur.



Şekil 2.13. (a) Manyetik alan altında ideal 2BEG için durum yoğunluğu. (b) Artan manyetik alan ve çarpışmalardan kaynaklanan durum yoğunluğu genişlemeleri

Manyetik akı kuantası $\Phi_0 = \frac{h}{e}$ ile tanımlanır (süperiletkenler için bu değer $\frac{h}{2e}$ şeklindedir). Birim alan başına durum sayısı $\frac{B}{\Phi_0}$ olarak tanımlanır, örnek alanı S olarak alınırsa $\frac{(SB)}{\Phi_0} = \frac{\Phi}{\Phi_0}$ şeklinde durum sayısı yazılır. Burada Φ uygulanan toplam akıdır. Bu durumda her manyetik akı kuantası için her Landau seviyesinde (her spin için) bir durum söz konusudur. Bu yüzden, bir Landau seviyesindeki her durum $\frac{h}{eB} = 2\pi l_B^2$ alanı kadar işgal edilir, burada l_B manyetik uzunluktur. $\hbar\omega_c$ siklotron enerjisi hesaba katılarak elde edilen başka bir ifade şu şekilde olur

$$2n_B = \frac{2eB}{h} = \frac{2mw_c}{2\pi\hbar} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \hbar w_c \quad (2.55)$$

Burada $\hbar w_c$ değeri Landau seviyeleri arasındaki enerji farkıdır ve Landau seviyelerine ait durum yoğunluğu sadece elektronların saçılmadığı ideal sistemlerde keskin δ -fonksiyonlarıyla temsil edilirler (Şekil 2.13 (a)). Manyetik alanın artmasıyla $T \neq 0$ K de elektronların saçılması (yani elektronların ortalama serbest yolunun sonlu olması) nedeniyle Landau düzeyleri genişlemiştir (Şekil 2.13 (b)). Elektronların ardışık iki saçılma arasında ortalama serbest zamanı olan kuantum ömrü (τ_q) ile çarpışma genişlemesi olan Γ arasındaki ilişki Heisenberg belirsizlik ilkesine göre $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau_q}$ olarak yazılır. Burada Γ genişleyen Landau düzeyinin yarı yüksekliğindeki tam genişliğidir. Landau yarılmasının ($\hbar w_c$), Landau düzeylerinin genişlemesinden küçük olduğu $\left(\hbar w_c < \frac{\hbar}{\tau_q}\right)$ yani $w_c \tau_q < 1$ koşulunu sağladığı manyetik alanlarda Landau düzeyleri Gaussian veya Lorentzian tipi fonksiyonlarla iyi temsil edilirler. τ_q kuantum ömrü ile τ_t taşınım ömrü farklı parametrelerdir. Taşınım ömrü yapının mobilitesi ile ilgilidir: $\mu_t = \frac{e\tau_t}{m^*}$

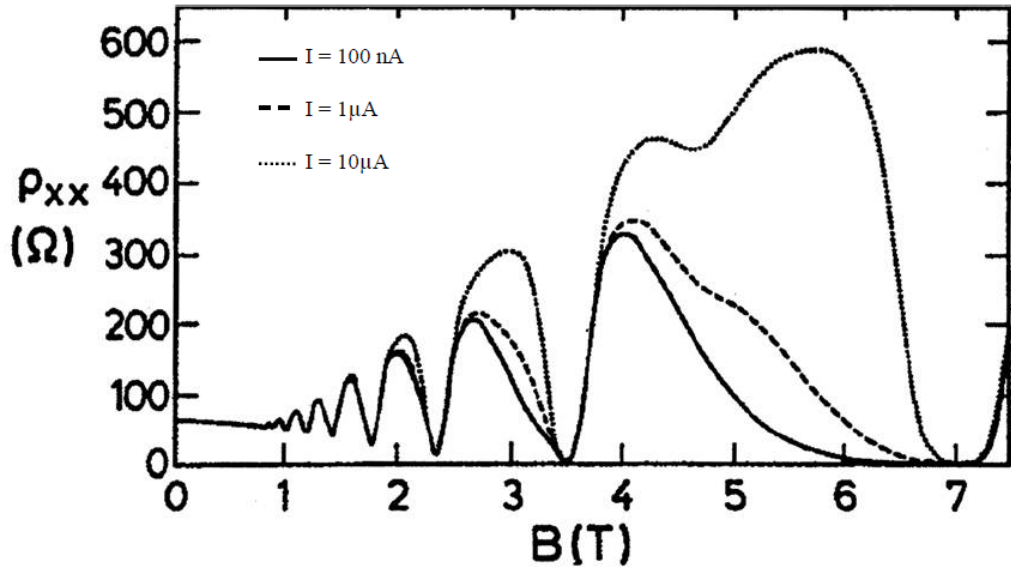
Manyetik alan sıfırdan itibaren arttırılmaya başlanırsa Landau seviyeleri arasındaki mesafelerin artmasıyla her seviyedeki durum sayısı da artar. Böylelikle dolu Landau seviyelerinin sayısı olan ν doldurma faktörü

$$\nu = \frac{n_{2B}}{n_B} = \frac{\hbar n_{2B}}{eB} = \frac{\Phi_0 n_{2B}}{B} = 2\pi l_B^2 n_{2B} \quad (2.56)$$

olarak tanımlanır. Genel olarak doldurma faktörü tam sayıdır (tam sayılı kuantize Hall etkisi (IQHE)), ancak tam sayı olmadığı durumlar da söz konusudur (kesirli kuantize Hall etkisi (FQHE)). Bu terim birim manyetik akı başına elektron sayısı olarak da tanımlanır.

Yarıiletken yapıların elektriksel özellikleri Landau seviyelerinin ne şekilde dolduğuna bağlıdır. Ardışık iki Landau düzeyi arasındaki enerji farkı $2BEG$ düzlemine dik olarak uygulanan manyetik alanla orantılı olduğundan, manyetik

alan sürekli olarak artırılınca, Landau düzeyleri sırayla Fermi düzeyinden geçerler ve Fermi düzeyindeki durum yoğunluğunda osilasyon meydana gelir. Landau düzeylerinin Fermi düzeyi ile çakıştığı her magnetik alan değerinde manyetodirençte bir maksimum gözlenir. Bu durumda yarıiletken yapı bir yalıtkan gibi davranır, yani iletkenlik minimum olur. Fermi enerji seviyesi iki Landau enerjiseviyesi arasında bulunuyorsa, yarıiletken bir metal gibi davranır. Çünkü burada E_F Fermi enerjisinin üstünde çok sayıda girilebilir durum vardır. Dolayısıyla, sistem yüksek elektriksel iletkenliğe sahip olur. Durum bu şekilde devam ederek, yapı iletken ve yalıtkan olacak şekilde örnek direnci ya da gerilimi manyetik alanın bir fonksiyonu olarak osilasyonlar yapar.



Şekil 2.14. Manyetik alanın fonksiyonu olarak SdH osilasyonlarının periyodikliği [77]

Manyetodirencin osilasyonlu davranış gösteren kısmına Shubnikov-de Haas olayı denir. 2BEG’nda ölçülen boyuna manyetodirenç

$$R_{xx}(B) = R_M(B) + R_{osc}(B) \quad (2.57)$$

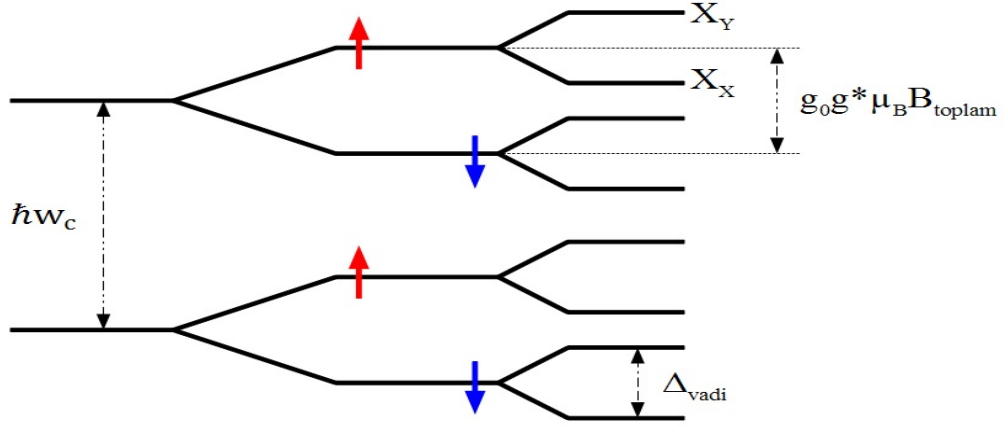
olarak yazılabilir. Sağ taraftaki ilk terim manyetodirencin monotonik (osilasyon yapmayan) kısmını, ikinci terim ise SdH osilasyonlarını temsil eder [6]. SdH osilasyonları, maddenin kuantum mekaniksel doğasının bir sonucu olup, daha çok yük taşıyıcıların etkin kütesini belirlemek için kullanılır. Şekil 2.14’de sabit sıcaklıkta farklı elektrik alan değerlerinde elde edilen SdH osilasyonları görülmektedir.

2.6.1. İki vadili AAs kuantum kuyulu yapılarda Landau seviyeleri

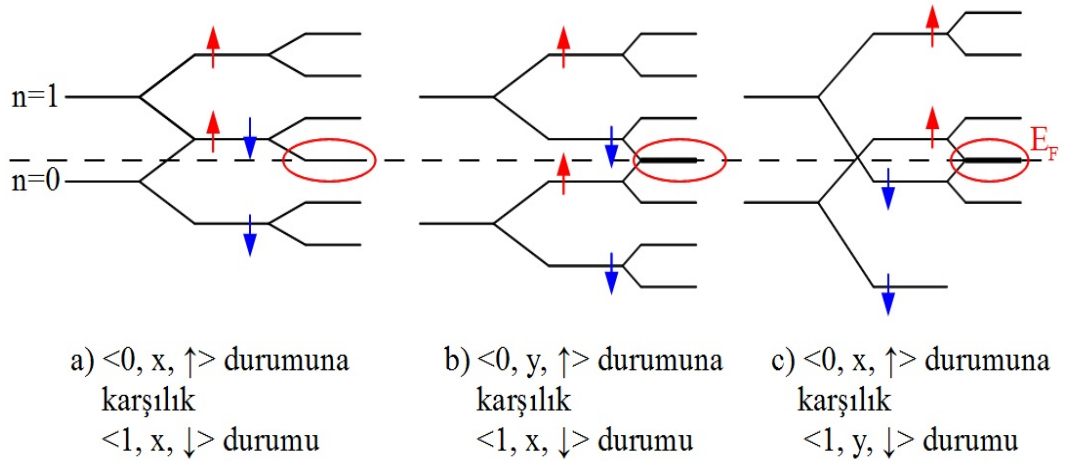
AAs yapısının manyetik alan altında enerji seviyelerinin şematik olarak gösterimi Şekil 2.15’te verilmiştir. Şeklin sol tarafında görüldüğü gibi n ve $n+1$ seviyeleri birbirinden $\hbar\omega_c$ enerji değeri kadar iki ayrı Landau seviyesine ayrılmıştır. Bu iki seviyenin her biri manyetik alandan kaynaklanan $g^*\mu_B B_{toplam}$ kadar bir enerji değeri ile ikiye ayrılmıştır. Sağ tarafta ise her seviye vadi yarılmalardan dolayı ikiye ayrılmıştır.

Bu özel seviyeleri tanımlamak için terminolojik olarak $< n, x, s >$ kullanılacaktır, burada n Landau seviyeleri indisi, x vadi indisi ve s ise yukarı ($\uparrow$) ve aşağı ($\downarrow$) spin indisi. Sikloron ve vadi yarılmaları dik manyetik alana bağlı iken ($B_{\perp}$) Zeeman enerjisi toplam manyetik alana (B_{toplam}) bağlıdır [17]. Manyetik alanın düzlemsel bileşeni hesaba katılarak Zeeman terimi değiştirilebilir ve $B_{\perp}$ aynı değerde tutulabilir. Bu sistemdeki enerji seviyelerini kontrol etme olanağı verir, dolayısıyla farklı spinli enerjilerin örtüşmesi sağlanır. Bu durumun mümkün olduğu farklı durumlar Şekil 2.16’da gösterilmiştir. Kullanılan sistemde manyetik alan örnek yüzeyine dik bir şekilde uygulanmaktadır. Önemle belirtmelidir ki; büyük g^* çarpanı ve AAs kuantum kuyulardaki büyük siklotron kütesinden dolayı bazı Landau seviyesi geçişmeleri deneysel olarak elde edilebilirler [7]

(Bu bölümdeki genel bilgiler ve şekiller 9 numaralı referansta verilen doktora tezi için Mark LYNASS'ın izin alınarak konmuştur).



Şekil 2.15. Manyetik alan altında geniş kuantum kuyulu AlAs yapısında enerji seviyelerinin şematik gösterimi. Sol tarafta siklotron enerjisi yarılması, orta kısımda Zeeman enerjisinden kaynaklanan Landau seviyeleri ve sol tarafta ise vadi yarılmaları gösterilmiştir. Burada μ_B Bohr magnetonudur



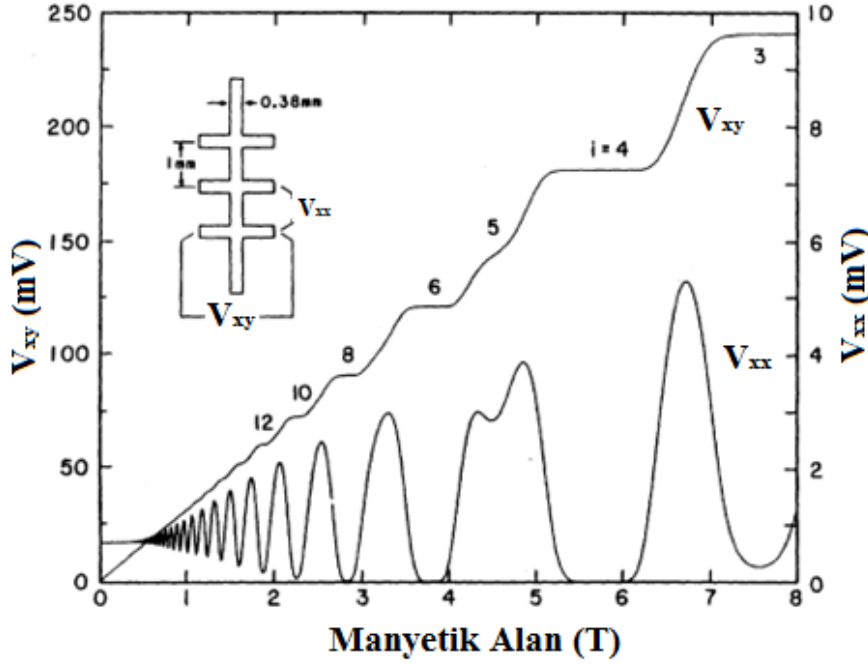
Şekil 2.16. B manyetik alanının düzlemsel bileşenini dikkate alarak mümkün olan farklı geçişme çeşitleri için bazı örneklerin şematik gösterimi. Fermi enerjisi seviyesinde olan bu geçişme noktaları yuvarlak içine alınmıştır

2.7. Tamsayılı Kuantize Hall Etkisi

1980 yılında Klaus von Klitzing düşük sıcaklıklarda (yaklaşık 4 K) ve yüksek manyetik alanlarda (15 Teslaya kadar) Si-MOSFET örneklerde Hall etkisi ile ilgili çalışmalar ortaya koymuştur [71]. Bu çalışmalar esnasında Klitzing Hall direncinin (R_{xy}) manyetik alanla orantılı olmadığı sonucuna varmıştır ve aynı zamanda artan manyetik alanla birlikte R_{xy} 'de platolar meydana geldiğini göstermiştir. Hall direnci platoları $R_{xy} = \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2}$ ifadesinin tam değerlerinde oluşmaktadır (Şekil 2.17).

Klasik Hall deneylerinde sabit olan R_{xx} boyuna direnç manyetik alanla osilasyonlar (SdH osilasyonları) yapmaktadır. Bu osilasyonların genlikleri artan manyetik alanla artar. Yüksek manyetik alan değerlerinde, Klitzing SdH osilasyonlarının sıfır olduğunu gözlemiştir. Yapının boyuna direnci sıfıra gitmesine rağmen yapı süperiletken olarak nitelendirilmez, yarıiletken metal gibi (metal like) davranır. Burada elektronik perdeleme mükemmeldir. R_{xx} 'in minimum olduğu manyetik alan değerlerinde Hall direncinde platolar meydana gelmektedir. Elde edilen deneysel sonuçlar bu etkinin sadece Si-MOSFET yapıda olmadığını, 2BEG bulunduran diğer sistemlerde de gözlenebildiğini göstermiştir. 2BEG, xy-düzleminde hareket eden elektronların bu düzleme dik z-yönünde hareketi kısıtlanarak elde edildiği bilinmektedir. Bu kısıtlama elektronların enerji seviyelerinin kesikli olmasını sağlar. Düşük sıcaklıklarda sadece birinci seviye doludur ve sistem aslında 2-boyutludur. K. von Klitzing tarafından kullanılan örneklerde 2BEG, MOSFET yapının ters kanalında kuşatılmıştır. Hareketin sınırlandırılmasının diğer yöntemleri heteroyapılardır. Bilindiği gibi, farklı bant aralığına sahip yarıiletken malzemeler kullanılarak potansiyel kuyusu elde edilir. Günümüzde GaAs/AlGaAs çokluyapılar QHE ve iki-boyutlu sistemlerin fiziğini anlamada kullanılan en yaygın yapılardır. Manyetodirenç ölçümlerinde R_{xy} 'de oluşan platoların oluştuğu direnç değerlerinin yüksek doğrulukta eldesi önemli bir

özelliktir. $\nu=1$ birinci platonun oluştuğu direnç değeri R_K Klitzing sabiti adı verilen direnç standardı olarak belirlenmiştir. 1990 yılında bu değer $R_{K-90}=25812.807 \Omega$ olarak sabitlenmiştir.



Şekil 2.17. Boyutları verilen örnek için $T=1,2$ K sıcaklıkta sabit akım uygulanarak ($I=25,5 \mu A$) Hall gerilimi ve boylamsal (örnek) gerilim için elde edilen deneysel sonuçlar [78]

2.8. Negatif Manyetodirenç: Zayıf lokalizasyon ve safsızlık bandı iletkenliği

Düzensiz (disordered) 2B sistemlerde elektriksel iletkenlik için öne sürülen iki tip logaritmik düzeltme vardır. Lokalizasyon düzeltmesi [79], $w_c \tau_0 \ll 1$ ile verilen zayıf manyetik alan limitinde (zayıf lokalizasyon) rastgele bir potansiyel altında bulunan elektronların özelliğinden kaynaklanan bir etkidir ve negatif manyetodirenç [80, 81] neden olur. Burada τ_0 manyetik alansız durumda taşınım saçılma zamanıdır. Zayıf lokalizasyon düşük sıcaklıklarda düzensiz

elektronik sistemlerde meydana gelen bir kuantum etkidir. Söz konusu zayıf manyetik alan limiti Landau düzeyi yarılmalarının Landau düzeyi genişlemelerinden çok küçük olduğu durumdur. Bu limitte, manyetik alan altında siklotron hareketi yapması gereken elektronların durulma zamanları siklotron periyotlarından küçük olduğundan hareketini tamamlamadan dururlar. Böylelikle Landau düzeyi yarılmaları ortaya çıkmaz ve boylamsal direnç artan manyetik alanla azalır.

Ortalama serbest yol atomlar arası mesafe ile aynı mertebede olduğunda elastik saçılma, elektron-fonon ve elektron-elektron süreçlerinden kaynaklanan inelastik saçılmadan daha baskındır. Bu durumda, saçılma merkezleri arasında ilerleyen kısmi dalgalar faz uyumlu olurlar ve geri saçılan dalgalar ile yapıcı girişim yapabilirler. Böylelikle ilerleme doğrultusunda transfer edilen momentumda bir azalma ve öz dirençte bir artış meydana gelir. Sıcaklık arttırıldıkça, fononlardan kaynaklanan inelastik saçılma daha baskın hale gelmeye başlar. Bu geri saçılan dalgaların faz uyumunu bozar ve yapıcı girişim ortadan kalkar. Bu yüzden lokalizasyon etkisi kaldırılana dek öz direnç artan sıcaklıkla azalır. Yüksek sıcaklıklarda iletkenlik sürecinde fonon saçılmaları baskın olduğundan, bu durum öz direncin minimuma gitmesine neden olur. Bir dış manyetik alan uygulandığında ise, geri saçılan dalgaların fazı değişime uğrar. Kısmi dalgaların fazını değiştiren herhangi bir saçılma süreci lokalizasyonu etkileyeceğinden aynı süreçler manyetodirencin şiddetini azaltacaktır.

İkinci düzeltme ise difüze olarak hareket eden elektronlar arasındaki Coulomb etkileşmesinden kaynaklanır [82, 83]. $w_c \tau_0 \gg 1$ limitinde ortaya çıkan bu etki de negatif manyetodirence neden olur. Si-MOSFET yapısında, Coulomb etkileşmesine ait perdeleme uzunluğu kısa olup etkileşmelerin etkisi zayıftır [84]. Ancak, GaAs heteroyapıda perdeleme uzunluğu yeterince uzundur ve etkileşimler zayıf alan limitinde önemlidir [85]. Paalanen ve ark. [86] boylamsal iletkenlikteki kuantum osilasyonların sıcaklığa bağlı sonuçlarında logaritmik bir düzeltme gözlediler ve $\hbar w_c \cong E_F$ limitinde bile etkileşmelerin varlığını gösterdiler.

İletkenlik elektronlarının ortalama serbest yolu atomlar arası mesafe ile aynı mertebede olduğunda, elektronların hareketi uzun erimli ve balistik olmaz. Dolayısıyla elektronlar difüze olarak hareket ederler. Aşırı düzensizlikten kaynaklanan difüze olmuş elektronların hareketi sonucu, yük dağılımındaki herhangi bir değişimi perdelemek sonlu bir zaman gerektirir. Bu yüzden perdeleme potansiyeli yavaş bir şekilde değişir ve elektronlar arasındaki Coulomb etkileşimleri artar. Dolayısıyla iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişiminde bir düzeltme yapmak gerekir. Bu düzeltmede iletkenliğe $T^{1/2}$ ile orantılı bir terim daha eklenir. Bu terim elektron-elektron etkileşme terimidir.

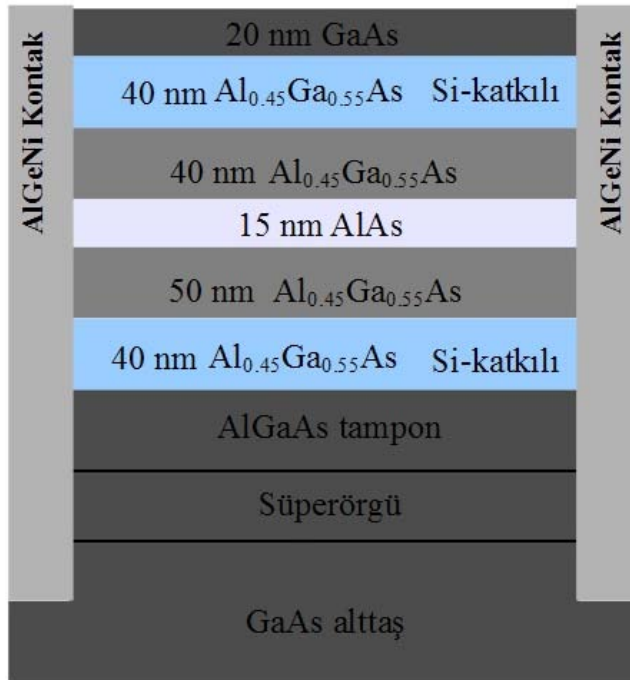
Negatif manyetodirence neden olan bir diğer etken safsızlık bandı iletkenliğidir [87]. Yeterince düşük sıcaklıklarda, katkılı yarıiletkenlerde serbest elektronların çoğu iletim bandına girmeksizin vericiler tarafından tekrar yakalanırlar. Bunun sonucunda serbest elektron bant iletkenliği daha az önemli hale gelir ve safsızlık bandında elektronlar vericiler arasında doğrudan sıçrama (hoping) iletkenliğine [88] katkıda bulunurlar. n-tipi bir yarıiletken için, böyle bir iletkenliğin sebebi düşük sıcaklıklarda elektronun dolu bir verici seviyesinden boş bir verici seviyesine geçmesidir. p-tipi bir yarıiletken için de durum böyledir. Bu durum kusurların yüksek yoğunlukta olduğunu gösterir ve oluşan bant kısmen iyonizedir. Bu tip iletim safsızlık bandı iletimidir. Daha yüksek sıcaklıklarda ise, iletkenlik bandındaki yüksek mobiliteli elektronlar iletkenlikte tamamen baskın hale gelirler. Bununla birlikte, safsızlık seviyelerinde hareket eden elektronların mobiliteleri çok küçük olmalarına rağmen, elektronların safsızlıklarla etkileşiminden dolayı, düşük sıcaklıklarda iletkenlik bandında elektronlar bulunmadığı için safsızlık bandı iletkenliği daha baskın olur.

3. ÖRNEK YAPILARI VE DENEYSEL YÖNTEMLER

3.1. Örnek Yapıları ve Özellikleri

3.1.1. AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu örneklerin yapısı

MBE tekniğiyle (100) düzlemi boyunca büyütülen AlAs kuantum kuyulu örnek yapısında (Şekil 3.1) en üstte oksidasyonu önlemek amacıyla 20 nm kalınlığında GaAs tabakası bulunmaktadır. Kuyunun olduğu 15 nm kalınlıklı AlAs tabakasının altında ve üstünde 50 ve 40 nm kalınlıklı katkısız $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ ayırıcı tabakaları bulunmaktadır. Bu ayırıcı tabakaların altında ve üstünde bulunan Si modülasyon katkılı ($\text{Si: } 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) 40 nm kalınlıklı $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ engel tabakaları ile oluşturulmuştur. Örneklerde elektron mobilitesinin yüksek olması için büyütme koşulları ve büyütme parametreleri optimize edilmiştir.



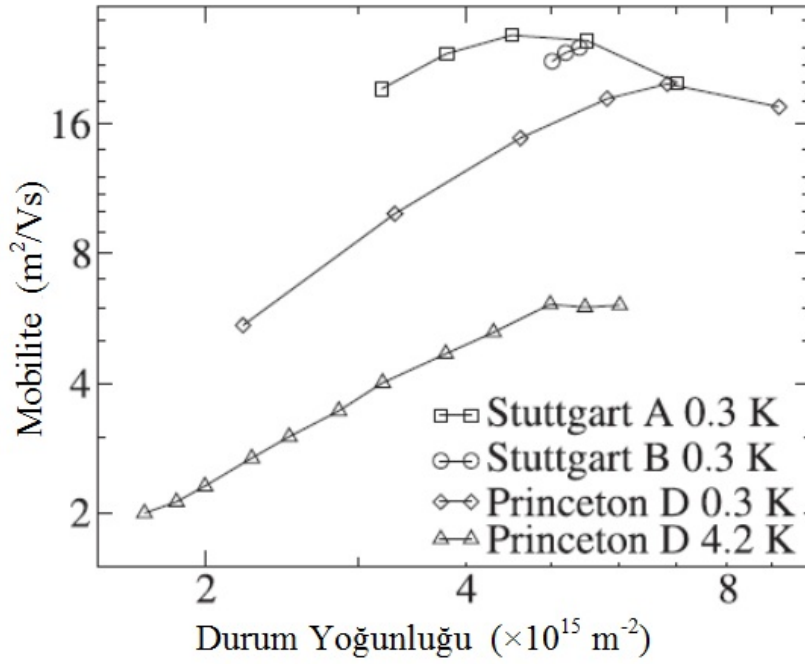
Şekil 3.1. AlAs kuantum kuyulu örneklerin tabaka yapısı

Örnek yapısında görüldüğü gibi alttaş olarak yarıyalıtkan GaAs kullanılmıştır. Alttaşın GaAs olmasının nedeni, alttaş üzerine büyütülen diğer tabakalar yine AlAs ve AlGaAs şeklinde olup yapılar arasındaki örgü sabiti uyumsuzluğu ortadan kaldırılmış olur. Böylelikle tabakalar arasında oluşabilecek dislokasyonlar ve gerilmeler büyük oranda ortadan kaldırılmış olur. Alttaş üzerindeki süperörgü ise, büyütmenin başladığı tabaka olup asıl yapıyı büyütmeye başlamadan önce alttaş üzerindeki kirlilikleri elimine etmek amacıyla konmuştur. Bu daha yumuşak bir yüzey morfolojisi elde etmek için kullanılan deneysel bir optimizasyondur. Burada önemle belirtilmelidir ki, süperörgünün yapının elektronik taşınım mekanizmalarına hiçbir etkisi yoktur. Alttaş ile asıl yapı arasına AlGaAs tampon koymak, Si-katkılı AlGaAs tabakaya geçişte bir yumuşama meydana getirerek arayüzeyde oluşacak pürüzlülüğün kaynağın arayüzey pürüzlülüğü (interface roughness) saçılmasını minimuma indirmektir.

AlAs kuantum kuyulu örnekler modülasyon katkılama yöntemi ile katkılanmışlardır. Bilindiği gibi, katkısız yarıiletken alaşımlar az miktarda serbest yük taşıyıcısı içerirler. Bu nedenle serbest yük taşıyıcı yoğunluğunu artırmak için yarıiletkenler kendilerine göre, en dış kabuğunda bir fazla ya da bir eksik elektrona sahip elementlerle katkılanırlar. Katkılanan atomlar iyonlaşarak ya fazlalık elektronlarını alaşıma verirler ya da alaşımdan elektron alırlar. Böylece alaşımdaki serbest yük taşıyıcı yoğunluğu (elektron ya da boşluk yoğunluğu) artar. Bu durum alaşımin elektriksel iletim özelliklerini geliştirir de, kristal içinde iyonlaşmış katkı atomları serbest yük taşıyıcılar için saçılma merkezleri haline gelirler. İyonlaşmış katkı atomlarının alaşımin iletim özelliklerine etkisini ortadan kaldırmak için modülasyon katkılama yöntemi geliştirilmiştir. Engel tabaka katkılanan atomlar iyonlaşarak sisteme elektron verip sistemin serbest elektron yoğunluğunu artırır.

n-tipi modülasyon katkılama yönteminde, katmanlı yapıdan oluşan bir sistemde bant aralığı yüksek katmanın bir bölümü ara bölge (spacer) olarak bırakılarak diğer kısmına verici atomlar katkılanmaktadır. $x=0,45$ değerinden itibaren AlAs katmanın iletim bandı $Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ katmana göre daha düşük enerjili olduğundan oluşan serbest elektronlar AlAs katmana geçerler. Bu

durumda (+) yüklü iyon merkezleri ile serbest elektronlar uzaysal olarak ayrılmış olurlar. Serbest elektronların tekrar AlGaAs katmana geçmesi potansiyel enerji farkı nedeniyle engellenirken, (+) yüklü iyon merkezlerinin oluşturduğu Coulomb çekimi nedeniyle de ara yüzden uzaklaşmaları engellenir. Böylelikle Şekil 3.2’de görüldüğü gibi yüksek mobiliteli örnekler elde edilir.



Şekil 3.2. AlAs kuantum kuyulu yüksek mobiliteli örnekler için mobilitenin taşıyıcı yoğunluğu ile değişimi. Bu yöntem örnek kalitesini belirlemede çok sık kullanılır [9, 10]

3.1.2. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerin yapısı

Yapısı Şekil 3.3’de verilen örnekler Anadolu Üniversitesi Nanoboyut Araştırma Laboratuvarı’nda MBE büyütme tekniği ile (100) doğrultusu boyunca büyütülmüştür. Örneklerden bazıları (ANA14-B kodlular) Bilkent Üniversitesi’nde, bazıları ise (ANA14-E kodlular) Essex Üniversitesi’nde (İngiltere) aygıt haline getirilerek ölçüm için hazır hâle getirilmiştir. Tüm tabakalara elektron enjekte etmeyi sağlamak için yapılan AlGeNi kontaklar termal

olarak yapı içerisine nüfuz ettirilmiştir. Bu örneklerde taşıyıcılar bir dış elektrik alandan kaynaklanan pertürbasyon sonucu büyütülen tabakalar boyunca hareket ettiğinden, burada paralel taşınım mekanizması geçerlidir.

Görüldüğü gibi, AlAs kuantum kuyulu yapıdakine benzer şekilde en üstte oksitlenmeyi önlemek için GaAs tabaka ve onun altında 5,5 nm genişlikli iki kuantum kuyusu bulunmaktadır. Yapının on kere tekrarlanan kısmında merdiven şeklini oluşturan antisimetrik engel tabakalara sahip üç kuantum kuyusu vardır. Ayrıca, her periyotta Al kesri 0,3'ten 0,21'e kadar azalan $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ engel tabakası bulunmaktadır. Yapının en alt kısmında yine 5,5 nm kalınlı bir GaAs kuantum kuyusu bulunmaktadır. Yapıda kuantum kuyuları katkılı, engel tabakalar katkılı değildir.

AlGeNi Kontak	100 nm	i GaAs	katkısız	AlGeNi Kontak
	50 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
	5,5 nm	n GaAs merkezden 1,2 nm Si katkılı	2x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	40 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
	5,5 nm	n GaAs merkezden 1,2 nm Si katkılı	2x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	10 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
	30 nm	dereceli Al _x Ga _{1-x} As x=0,30'dan 0,21'e		
	10 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,30		
	5 nm	n GaAs merkezden 5 nm Si katkılı	2x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	40 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,27		
	5 nm	n GaAs merkezden 3,1 nm Si katkılı	2x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	40 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,24		
	5,5 nm	n GaAs merkezden 1,2 nm Si katkılı	2x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	40 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
	5,5 nm	n GaAs merkezden 1,2 nm Si katkılı	2x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	50 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
300 nm	i GaAs tampon	katkısız		
Yarıyalıtkan GaAs alttaş				

Şekil 3.3. ANA14-B ve ANA14-E kodlu örneklerin tabaka yapısı

Yapısı Şekil 3.4’de verilen örnekler ise IQE büyütme firmasında (ABD) moleküler demet epitaksi (MBE) büyütme tekniği ile büyütülmüştür. Yine örneklerden bazıları Bilkent Üniversitesi’nde (IQE14B kodlular), bazıları ise İngiltere Essex Üniversitesi’nde (IQE14E kodlular) aygıt haline getirilerek ölçüm için hazır hâle getirilmiştir. Benzer şekilde, en üstte oksitlenmeyi önlemek için GaAs tabaka ve onun altında 5,5 nm genişlikli iki kuantum kuyusu bulunmaktadır. Yapının 10 kere tekrarlanan kısmında merdiven şeklini oluşturan antisimetrik engel tabakalara sahip 3 kuantum kuyusu vardır. Ayrıca, her periyotta Al kesri 0,27’den 0,21’e kadar azalan $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ engel tabakası bulunmaktadır. Periyodik kısımdan sonra yine 5,5 nm kalınlıklı GaAs kuyu bulunmaktadır.

AlGeNi Katak	100 nm	i GaAs	katkısız	AlGeNi Katak
	50 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
	5,5 nm	n GaAs merkezden 2,5 nm Si katkılı	3x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	40 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
	5,5 nm	n GaAs merkezden 2,5 nm Si katkılı	3x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	10 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
	30 nm	dereceli Al _x Ga _{1-x} As x=0,27'den 0,21'e		
	10 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,27		
	5 nm	n GaAs merkezden 5 nm Si katkılı	1x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	40 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,27		
	5 nm	n GaAs merkezden 3,1 nm Si katkılı	1x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	40 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,24		
	5,5 nm	n GaAs merkezden 2,5 nm Si katkılı	3x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	40 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
	5,5 nm	n GaAs merkezden 2,5 nm Si katkılı	3x10 ¹⁸ cm ⁻³	
	50 nm	i Al _x Ga _{1-x} As x=0,21		
300 nm	i GaAs tampon	katkısız		
Yarıyalıtkan GaAs alttaş				

Şekil 3.4. IQE14-B ve IQE14-E kodlu örneklerin tabaka yapısı

3. 2. Katmanlı Büyütme Yöntemleri

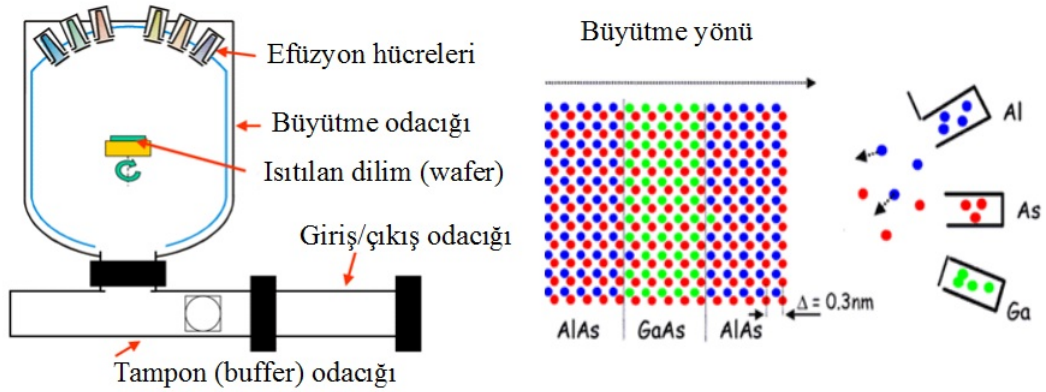
1970’li yıllara kadar kullanılan en eski büyütme tekniği sıvı faz epitaksidir (liquid phase epitaxy, LPE). Bu yöntemde alttaş, bir sürgü içine yerleştirilir ve içinde büyütülecek erimiş halde bulunan malzemeleri içeren bir bot boyunca hareket ettirilir. Eriyik, katılma noktasının hemen altındaki sıcaklıklara soğutulur ve alttaş üzerinde katılmasına izin verilir. Bununla birlikte eriyik içinde, tercihen katkılama malzemeleri de bulunabilir. Botun farklı kısımlarında farklı eriyikler bulunabilir, böylece sürgü çekildikçe alttaş boyunca farklı epitaksiyel tabakalar büyütülebilir. Maliyeti düşük bir büyütme tekniği olan LPE’nin başlıca sorunu, geniş yüzeylerde homojen tabakalar büyütme zorluğudur.

Bir diğer teknik olan buhar faz epitaksi (vapor phase epitaxy, VPE), yönteminde birleşenlerin istenen kristal formu oluşturması bir gaz ortamında gerçekleşir ve bu yöntem kimyasal tepkimeye dayalı bir büyütme yöntemidir. Yüksek saflıkta malzemeler büyütme üstünlüğüne sahip olmasına rağmen çoklu katman yapılar büyütme için uygun bir yöntem değildir. Ayrıca, sistemde kullanılan hidrojen (H) ve oksijenin (O) patlama tehlikesi yaratması ve gaz formundaki moleküllerin zehirli olmasından dolayı ciddi güvenlik önlemleri almak gerekmektedir [89, 90].

Yarıiletken yapıları epitaksiyel olarak büyütme amaçlı kullanılan MBE yöntemi ile epitaksiyel tabaka hem aynı taban malzeme üzerine hem de farklı taban malzeme üzerine büyütülerek tek kristal epitaksiyel katman elde etmek mümkündür. Büyütme haznesi yüksek ya da ultra yüksek vakum (10^{-11} Torr) altında bulunmaktadır. Ancak, büyütme esnasında bu değer 10^{-8} - 10^{-5} Torr mertebelerinde olmaktadır. Bu yöntemdeki en önemli özellik düşük büyütme hızına (tipik olarak 1000 ML/s civarında) sahip olmasıdır.

MBE cihazında büyütme hazneleri yatay, dikey veya belli bir açıda yerleştirilebilir. Yatay olarak yerleştirilen MBE haznesinin altında büyütülecek yapıların bulunduğu efüzyon hücreleri (Şekil 3.5) bulunmaktadır. Yüksek saflıkta element içeren hazne bu efüzyon hücrelerine yerleştirilir. Kristal büyütme

esnasında hücre içindeki bu elementler hem kristali oluşturan elementler hem de katkılama maddesi olabilir. Efüzyon hücrelerinden biri ısıtıldığı zaman içinde bulunan atom ya da moleküller daha önceden ısıtılan dilim (wafer) üzerine buharlaştırılır. Böylelikle bu büyütme yöntemi ile atom ve molekülleri kontrol ederek istenilen özellikte yapı elde edilebilir. Düşük büyütme hızından (veya oranından) dolayı bu yöntemin hassasiyeti sayesinde oldukça kaliteli yapılar büyütülebilir.



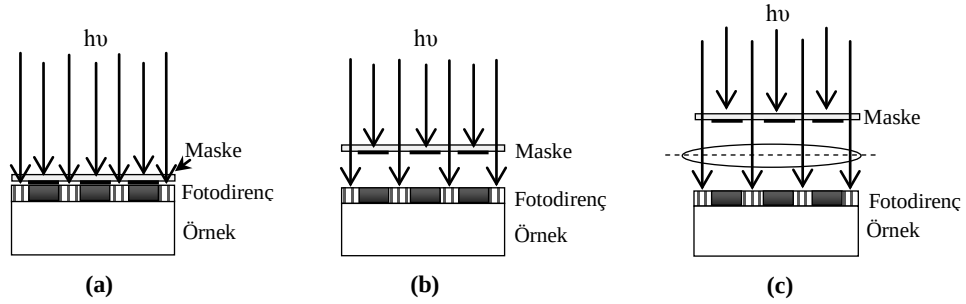
Şekil 3.5. MBE cihazında bulunan önemli kısımlar

MOVPE, diğer önemli büyütme tekniklerinden biridir. MBE yönteminde olduğu gibi atomik tabakalar halinde büyütme işlemi yapılabilmektedir. MOVPE sisteminde kullanılan zehirli gazlardan dolayı ölümcül kazalarla karşılaşmamak için ciddi güvenlik önlemleri almak gerekir. MBE sisteminden farklı olarak, bu yöntemde kullanılan gazlar element halinde değil, kristali oluşturacak olan elementleri içeren karmaşık moleküllerdir. Bu nedenle büyütme, ısıtılan alttaş yüzeyinde oluşan kimyasal tepkimeye bağlıdır. Örneğin GaAs büyütme için genellikle Triethyl Galyum ($\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$) ve Arsin (AsH_3) kullanılır.

3. 3. Litografik Yöntemler ve Aygıt Üretimi

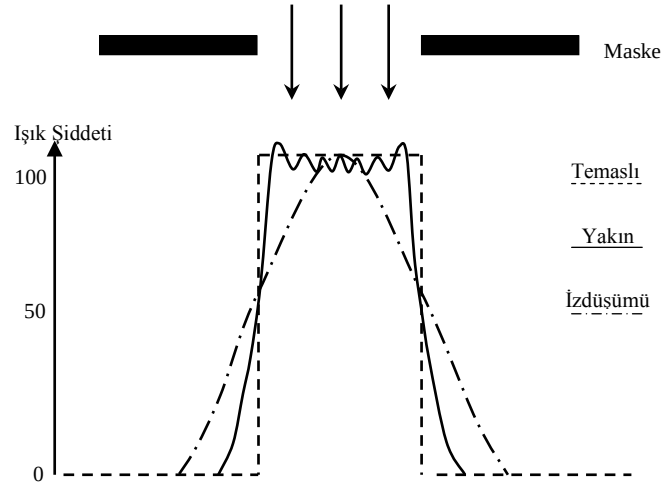
3. 3. 1. Fotolitografi

Fotolitografi, morötesi ya da derin morötesi ışık kaynağı kullanarak bir maske üzerindeki aygıt modelinin örnek üzerine transfer edilmesidir. Bu yöntemde örnek yüzeyi, ışığa duyarlı “fotodirenç” olarak adlandırılan bir malzeme ile kaplanır ve ışığa maruz bırakılan fotodirenç kaplı örnek, uygun bir çözelti içine konduğunda gizli aygıt modeli ortaya çıkar. Fotolitografi üzerine düşünülmesi gereken etmenler ise; yüksek çözünürlük ve hassasiyet, düşük kusur yoğunluğu, tam ve doğru hizalamadır.



Şekil 3.6. Baskı tekniklerinin şeması. (a) temaslı, (b) yakın, (c) izdüşümü

Işınlama işleminin verimi için önemli değişkenlerden biri olan çözünürlük, en küçük desen boyutunun fotodirenç kaplı numune üzerine gerçek şekline bağlı kalarak aktarılma derecesidir. Fotolitografi sisteminde ışık, maskenin saydam yerlerinden geçer ve fotodirence ulaşır. Temel olarak üç ışınlama metodu vardır; temaslı (contact), yakın (proximity) ve izdüşümü (projection) baskı (Şekil 3.6). Şekil 3.7’de üç ışınlama metoduyla elde edilen hayali görüntüler karşılaştırılmıştır. Temaslı baskıda fotodirenç kaplı film ile maske fiziksel olarak birbirine dokunur.



Şekil 3.7. Temaslı, yakın ve izdüşümü baskı hayali görüntülerinin karşılaştırılması

Bu yöntemde, teorik olarak transfer edilebilen en küçük kritik boyut (critical dimension, CD),

$$CD = 3/2 \sqrt{\lambda \left(G + \frac{FT}{2} \right)} \quad (3.1)$$

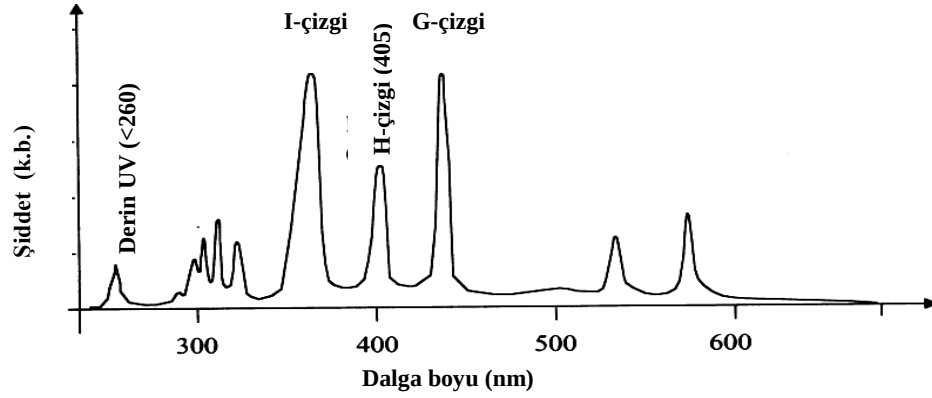
denklemleri ile verilir. Burada, λ , kullanılan ışığın dalga boyu; G , maske ile örnek arasındaki mesafe, FT ise fotodirenç kalınlığıdır. İzdüşüm baskıda ise, hem maske tahribatını hem de çözünürlüğün düşmesini engellemek için maskeden kırınımına uğrayan ışık, objektif lensler aracılığıyla toplanarak örneğe ulaşır. İzdüşüm baskı sisteminin çözünürlüğü;

$$l_m = k_1 \frac{\lambda}{NA} \quad (3.2)$$

denklemleriyle ifade edilmektedir. λ , gelen ışığın dalga boyu; k_1 , sistem sabiti; NA (numerical aperture) sayısal açıklıktır.

Fotolitografide ışık kaynağının dalga boyu, fotodirençin hassasiyetine göre ve basılacak en küçük boyuta göre seçilir. Çizelge 3.1’de genel olarak kullanılan ışık kaynakları özetlenmiştir. Örnek olması için Şekil 3.8’de cıva lambasının tayfı verilmiştir. Cıva lamba tayfında G-çizgi, H-çizgi ve I-çizgi sırasıyla 436 nm, 405

nm ve 365 nm dalgaboylarına karşılık gelen tepelere sahiptir. G-çizgi ve I-çizgi en sık kullanılanlardır ve bunlarla 0,5 μm ile 0,35 μm 'ye kadar çalışılabilir. Daha küçük boyutlarla çalışırken ise çözünürlüğü arttırmak amacıyla dalgaboyu daha küçük olan ekzimer lazer kaynakları tercih edilir.



Şekil 3.8. Cıva lambası spektrumu

Çizelge 3.1 Fotolitografi için ışık kaynakları

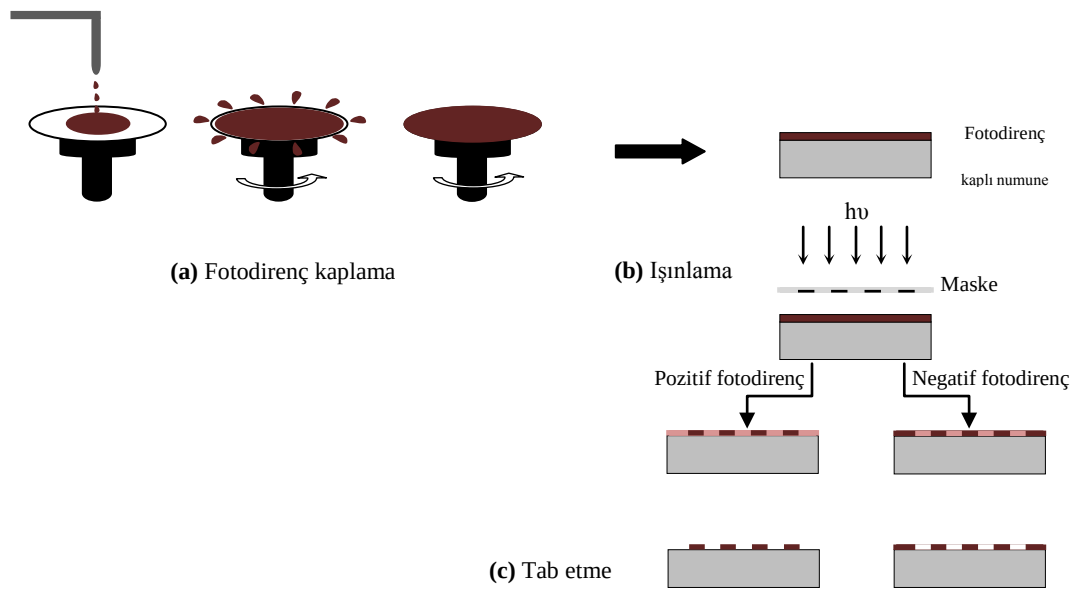
		Dalgaboyu (nm)	En küçük boyut (μm)
Cıva Lambası	G-çizgisi	436	0,5
	H-çizgisi	405	
	I-çizgisi	365	0,35-0,25
Ekzimer lazer	XeF	351	
	XeCl	308	
	KrF (DUV)	248	0,25-0,13
Flor lazer	ArF	193	0,15-0,07
	F ₂	157	0,1 ve daha küçük

Aygıt tasarımının numune üzerine transfer edilmesinde kullanılan maske, ilk adımda bilgisayar destekli tasarım (computer aided design, CAD) tabanlı veya benzeri bir programda çizilir. Bu sayısal veri, bilgisayar kontrollü elektron demet ya da lazer litografi sistemine aktarılır. Maske malzemesi olarak genellikle üzeri krom (Cr) kaplı soda-lime ya da kuartz kullanılır. Maske malzemesine karar verilirken, kullanılan fotolitografi ışık kaynağının dalgaboyu ve alttaşın ısı genleşme katsayısı göz önünde bulundurulur. Soda-lime cam, 350 nm'den küçük dalgaboylarını güçlü bir şekilde soğurduğu için daha küçük dalgaboylu ışık kaynağı kullanılan sistemlerde kuartz kullanılır. Soda-lime camın, ısı genleşme katsayısı kuartztan daha büyüktür; 5 inç büyüklük için her 1 °C sıcaklık farkında, 1-2 µm değişim olur. Ancak kuartz ile kıyaslandığında daha ekonomiktir.

Kullanılan fotodirenç, UV ışığına duyarlı iken görünür ışığa duyarlı olmayan bir malzemedir. Bu özellikten dolayı fotolitografi odası sarı ışıkla aydınlatılır. Negatif ve pozitif fotodirenç olmak üzere iki çeşit fotodirenç vardır. Negatif fotodirenç ışığı gören yerleri, fotokimyasal tepkimeyle sertleşir ve çözelti içinde ışığı görmeyen yerleri çözünür. Bunun sonucunda, tasarım görüntüsünün tam tersi numune üzerine aktarılır. Pozitif fotodirençte ise ışığı gören yerler çözelti içinde çözünür ve görmeyen yerler numune üzerinde kalır. Böylece, tasarım görüntüsünün aynısı numune üzerine çıkarılır. Aygıt modelinin eksiksiz olarak aktarımını sağlamak için fotodirencin çözünürlüğünün iyi olması, aşındırmaya karşı yüksek dirence, yüzeye homojen ve güçlü olarak tutunma özelliğine sahip olması gerekir. Aşındırmaya karşı direnci düşükse, aşındırma işleminde özellikle derinlik mesafesinin kestirilememesi sorunu yaşanır. Yüksek çözünürlük için fotodirenç daha ince bir tabaka olarak kaplanır ancak kalınlık ne kadar ince olursa aşındırmaya karşı direnci o kadar düşer. Birbirine ters düşen bu iki koşuldan dolayı, uygulanan işleme göre biri tercih edilir. Aynı zamanda fotodirencin, numune üzerine kaplanırken kullanılan döndürme hızı, sonrasındaki ısıtma sıcaklığı ve ışınlama akısına göre dayanıklılığı değişir.

Fotolitografi işlemi genel olarak, alttaş temizleme, ön ısıtma, fotodirenç kaplama, hafif ısıtma, hizalama-ışınlama, tab etme, mikroskop altında inceleme ve sert ısıtma aşamalarını kapsar (Şekil 3.9). Fotolitografi işlemine başlamadan önce

numune yüzeyinin temizliği önemlidir. Numune üzerindeki parçacıklar, fotodirencin homojen kaplanmamasına ve yüzeye sağlam tutunmama sorununa neden olabilir. Ön ısıtma, numune yüzeyi üzerindeki nemi kaldırmak için uygulanır ve fotodirencin yüzeye daha iyi tutunması için gereklidir. Eğer fotodirenç yüzeye sağlam tutunmazsa sonraki aşındırma süreçlerinde fotodirenç altından yatay olarak aşınma gözlenebilir. Fotodirenç kaplama sırasında eğer numune hala sıcaksa, fotodirencin buharlaşmasına sebep olur ve çözücü oranı kaybolur. Bu sıcaklık farkı, fotodirencin akışmazlığına etki eder, dolayısıyla kaplama sırasında fotodirenç kalınlığını ve homojen dağılımını da etkiler. Bu yüzden, fotodirenç kaplamadan önce ısıtma sonrası numunenin uygun sıcaklığa gelmesi için beklenmesi sağlıklıdır.



Şekil 3.9. Genel fotolitografi süreci, (a) fotodirenç kaplama, (b) ışınlama ve (c) tab etme

Yüzeyi fotodirenç kaplandıktan sonra numune tekrar ısıtılır; bu işleme hafif ısıtma denir. Fotodirencin sıvı fazdan katı faza geçmesini ve numune üzerine daha iyi yapışmasını sağlar. Bu ısıtmadan sonra fotodirenç kalınlığı yaklaşık % 10-20 arası azalır. Hafif ısıtma sıcaklığı ve zamanı, fotodirenç tipine (pozitif ya da

negatif) bağı ve aygıt üretim işlemine özgü olarak değişebilir. Sıcaklık çok düşük ya da ısıtma süresi çok az olduğunda, yüzeye tutunma probleminden dolayı bir sonraki adımda fotodirenç, numune yüzeyinden ayrılabilir. Normalden daha fazla ısıtma, fotodirencin erkenden polimerleşmesine neden olur ve ışığa hassasiyeti azalır. Hafif ısıtmadan sonra numunenin oda sıcaklığına kadar soğuması beklenir. Hizalama ve ışınlama sırasında numunenin sabit sıcaklıkta olması önemlidir: Isıl genleşme etkisinden dolayı 1 °C'lık sıcaklık değişimi, yukarıda bahsedildiği gibi numune yüzeyine aktarılan modelin boyutunda mikron mertebesinde değişime neden olabilir.

Tab etme işlemi, fotolitografiden sonra fotodirenç kaplı numune üzerindeki istenmeyen kısımların kaldırılmasıdır. Tab edilirken pozitif fotodirenç için ışık gören, negatif fotodirenç için ışık görmeyen yerler kalkar. Farklı fotodirençler için tab etme çözeltileri değişir.

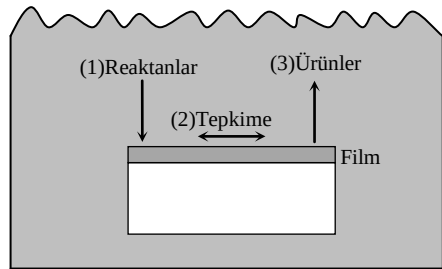
Tab etme işleminden sonra sert ısıtma işlemi gelir. Sert ısıtma, fotodirenci sağlamlaştırır ve aşınmaya karşı direncini artırır. Fotodirenç çeşidine göre sıcaklık ve süresi farklılık gösterir. Aynı tip fotodirenç için sert ısıtma sıcaklığı, hafif ısıtma sıcaklığından daha yüksektir. Normalden daha az süre ya da daha düşük sıcaklıkta ısıtma, fotodirencin fazla aşınmasına, tersi durumda ise fotodirenç sınırları dışına çıkarak çözünürlüğün daha kötü olmasına neden olabilir.

3. 3. 2. Islak aşındırma

Islak aşındırma, sıvı kimyasallar (ya da aşındırıcılar) kullanılarak yüzeydeki katmanların kaldırılması işlemidir. Yarıiletkenler, yalıtkanlar ve metal filmler için kullanılabilir bir yöntemdir. Epitaksiyel büyütme öncesi, kirli yüzeylerin temizlenmesi, doğal oksit yüzeyinin kaldırılması ve/veya aygıt üretimi sürecinde mesa yapılarının oluşturması amacıyla kullanılır. Her uygulama öncesi düşünülmeli gereken anahtar etmenler hız, homojenlik, seçicilik, CD kontrolü,

aşınma profili ve yüzey hasarıdır. Islak aşındırmanın en olumlu özelliği, yüzeyde hemen hemen hiç elektronik hasara sebep olmamasıdır. Birçok malzemeye uygulanabilir, kimyasal seçiciliği yüksek, istenildiğinde kristalografik aşındırma gerçekleştirilebilir ve az maliyetli bir yöntemdir.

Islak aşındırma, yüzeyde meydana gelen kimyasal tepkimeler ile gerçekleşir. Difüzyon yolu ile aktarılan aşındırıcılar, yüzey ile kimyasal tepkimeye girerler ve sonucunda çıkan ürünler yüzeyden uzaklaşır (Şekil 3.10). Çözünme oranını iki mekanizma sınırlar: İlk mekanizma, aşındırma hızının, yüzeye ulaşabilen reaktanların hızıyla ya da yüzeyden çıkan ürünlerin uzaklaşma hızıyla kontrol edildiği “difüzyon sınırlı” aşındırma türleridir. Aşındırıcı türlerinin difüzyon katsayıları çok küçük olduğundan ($\sim 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$) bu doğal bir oluşumdur. İkincisi, yüzeyde meydana gelen kimyasal tepkime hızının kontrol edilmesiyle aşındırma hızı sınırlanabilir ve “tepkime hız sınırlı” aşındırma olarak adlandırılır. Sınırlayıcı mekanizma, kimyasalların bileşiminin ve sıcaklığın bir fonksiyonudur. Aşındırma hızı, aşındırma sürecinde yüzeydeki malzemenin ne kadar hızlı kaldırıldığının bir ölçüsüdür. Aşınma öncesi ile aşınma sonrası kalınlık farkının, aşınma süresine bölünmesi ile hesaplanır.

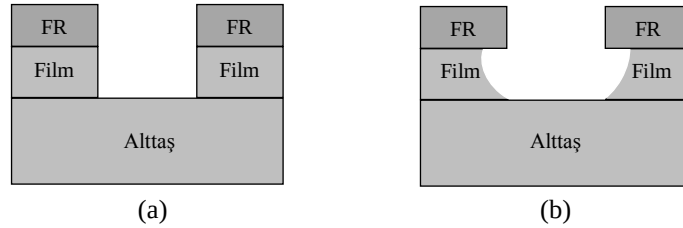


Şekil 3.10. Temel ıslak aşındırma mekanizması

Aşındırma sonrası aygıt üretim basamaklarını etkileyebilecek önemli özelliklerden biri profildir. Özel uygulamalar dışında tercih edilen, hiç CD kaybı olmadan fotodirencin yanal yüzeyinden aşağıya doğru dik bir şekilde aşınarak oluşan anizotropik profildir. Aşındırma profili taramalı elektron mikroskobu

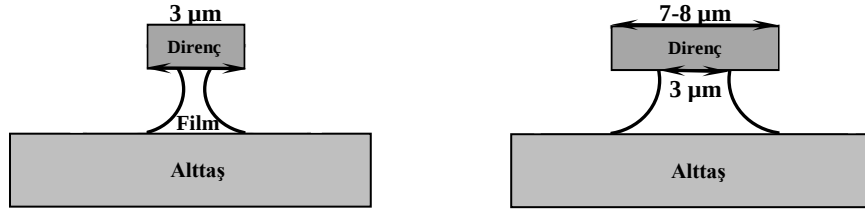
(scanning electron microscopy, SEM) kullanarak gözlenebilir. Şekil 3.11 (b)’de gösterildiği gibi genellikle fotodirenç altından yanıl olarak aşınmaya ve boyut kaybına sebep olan izotropik profil, yanıl aşınma oranının neredeyse dik aşınma derinliğine yaklaşmasından kaynaklanır.

Genellikle aşındırma sürecinde üç tür malzemeyle ilgilenilir: fotodirenç, aşındırılacak olan film ve alttaş. Aynı yapıdaki farklı malzemelerin aşınma oranları arasındaki farklılık, “seçicilik” olarak adlandırılır. Seçicilik oranı, farklı malzemeler arasındaki aşınma hızlarının oranıdır. Bu oran farklı tabakaların seçiciliğinin olup olmadığını belirtmektedir. Şöyle ki: birbirine yakın aşındırma hızlarına sahip farklı katmanlar seçicilik olmadan kaldırılabilirken farklı aşınma hızlarına (yüksek seçicilik oranına) sahip katmanlar için seçicilik söz konusudur. Böylece katmanlar arasına yerleştirilecek yüksek seçicilik oranına sahip bir katmanla aşındırma işlemi o katmanda durdurulabilir. “Öncelikli aşındırma” ise bazı kristalografik düzlemlerin diğerlerine tercihen, aşınma farkının olmasıdır. Böylece, en yavaş aşınan kristalografik düzlemler, profilin son halini belirler ve bu farklılıktan dolayı aşınma profili anizotropik olur.



Şekil 3.11. (a) Anizotropik aşındırma, (b) İzotropik aşındırma

Dik bir aşınma profili elde etmek çok zordur ve genelde aşınmalar izotropik eğilimlidir. Bu durumda sınırlı boyut kontrolü vardır. 3 µm’den küçük boyutlarda çalışıldığında, izotropik aşınmadan dolayı aşındırma süreci zorlaşır (Şekil 3.12).



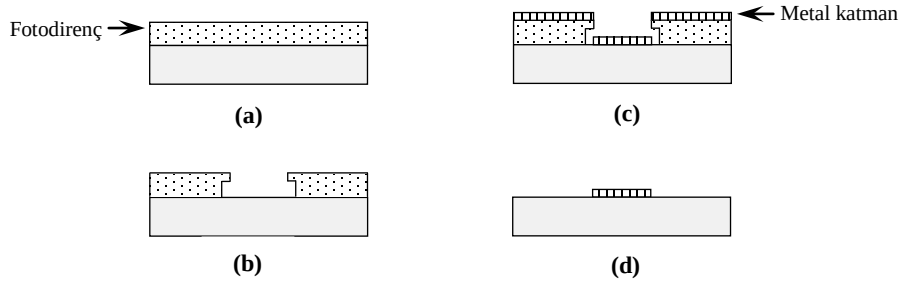
Şekil 3.12. Islak aşındırma en küçük boyut profili

3. 3. 3. Kuru aşındırma

Kuru aşındırma tekniklerinde, plazma ya da iyon demeti yoluyla malzemenin aşındırılması sağlanır. Anizotropik aşındırma profili elde edilebilmesi ve boyut kaybının engellenmesiyle, daha küçük yapılar ile çalışılabilir. Aşındırma sürecinde gazlar kullanıldığı için kimyasal kirlilik daha azdır. Aşındırma değişkenlerinin karmaşık olması, ıslak aşındırma gibi neredeyse her malzeme için kullanılamaması bu yöntemin olumsuzlukları arasındadır. Kuru aşındırmada başlıca, plazma aşındırma, reaktif iyon aşındırma (RIE) ve iyon freze aşındırmayı içeren farklı teknikler kullanılır.

3. 3. 4. Metal kaplama

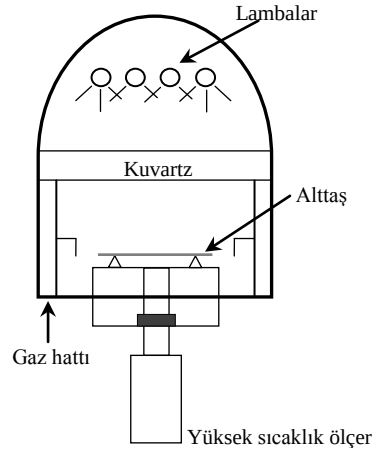
Bu süreçte, öncelikle litografi ile malzemenin yüzeyinde metal kaplanacak yerlerin tanımlaması yapılır. Tüm yüzey metal kaplandıktan sonra numune, fotorezisti çözen bir çözücü içine konularak metal tabakasının altındaki fotorezistin çözünmesi sağlanır ve geriye sadece doğrudan numune üzerine kaplanan metal tabaka kalır (Şekil 3.13).



Şekil 3.13. Metal kaplama süreci, (a) numunenin üzeri fotodirenç ile kaplanır, (b) fotolitografi sonrasında tab edilir, (c) yüzey metal ile kaplanır (d) fotodirenç çözücü içine konularak üzeri metal kaplı fotodirenç tabakası kaldırılır

3. 3. 5. Çabuk ısıtma işlemi

Çabuk ısıtma işlemi (rapid thermal processing, RTP) cihazı; ısı yayan enerji kaynağı, işlem haznesi, sıcaklık ölçümü, gaz paneli, su taşıma sistemi ve kontrol birimi donanımından oluşur. Genelde kullanılan enerji kaynağı, tungsten filamanları ve ark lambalarıdır. İşlem haznesi kuartz, silisyum karbür, paslanmaz çelik ya da alüminyumdan oluşur ve kuartz pencerelere sahiptir (Şekil 3.14). Bu sistemlerde sıcaklık ölçümü için iki yöntem kullanılır. Kesin bir yöntem olan alttaşa temas halinde olan termocuft (thermocouple) ve alttaşın arka kısmına doğru yönlendirilen temas halinde olmayan optiksel bir yöntem olan yüksek sıcaklık ölçerdir (pyrometer). Sıcaklığın düzgün dağılımı, ısıtma kaynağının optiksel özellikleri, konumu, şekli ve boyutu tarafından etkilenir. Aynı zamanda ana haznenin şekli ve boyutu, pencere ve duvarın optiksel özellikleri, işlem haznesi içindeki örneğin konumu gibi değişkenler de sıcaklığın düzgün dağılımını etkiler.



Şekil 3.14. Çabuk ısıtılmanın şematik gösterimi

Günümüzde en yaygın olarak kullanılan çabuk ısıtılma işlemi, eşsıcaklık işlemidir. Enerji kaynağı, numunenin bulunduğu hacim içinde aynı sıcaklık değerini sağlayacak şekildedir. Örnekler, çevreden yalıtılmış bir ortamda (yatay ve dikey olarak) aynı sıcaklık dağılımını hissederler. Yaklaşık 300 °C/s'ye kadar ısınma oranları çok kısa sürede tüm örneği gerekli tavlama sıcaklığına çıkarmak için kullanılır ve örnek bu sıcaklıkta belli bir süre tutulur. Bu işlem için genellikle tepe noktası sıcaklık değerleri 400-1250 °C arasındadır.

RTP ile farklı uygulamalar gerçekleştirilebilir: çabuk ısıtılma tavlama (RTA), çabuk ısıtılma temizleme (RTC), çabuk ısıtılma kimyasal buhar depolama (RTCVD), çabuk ısıtılma oksitleme (RTO) ve çabuk ısıtılma nitrürleme (RTN) bunlardan bazılarıdır. RTP'nin, tipik fırın uygulamalarına göre en önemli farkı, örneklerin bulunduğu ortam ile ısıtılma dengesinde olmamalarıdır. Çoğu uygulama için RTP'nin, geleneksel fırınlara göre en büyük üstünlüğü ise, toplam işlem süresinin çok azalmış olmasıdır [90] (Bu bölümdeki genel bilgiler ve şekiller 90 numaralı referansta verilen yüksek lisans tezi için Burcu ARPAPAY'ın izin alınarak konmuştur).

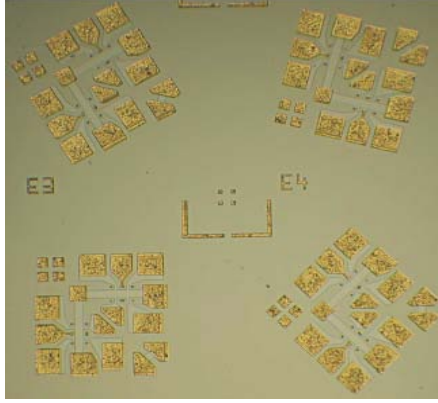
3. 3. 6. AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu yapıların litografik işlemleri

MBE ile büyütme sonrasında, elmas kesici kullanılarak örnekler $3,5 \times 4$ mm² boyutunda kesilmiştir. Temizleme işleminde örnek sırasıyla aseton ve izopropanol içinde bekletilmiştir. Aseton, örnek yüzeyindeki organik molekülleri ve fotodirenci çözer. İzopropanol ise asetondan kaynaklanan yüzeydeki kirliliği kaldırır. Son basamakta, örnekler seyreltilmiş HCl içine konulmuş ve böylece yüzeydeki doğal oksit tabakası kaldırılmıştır. Üzerinde herhangi bir partikül kalmayacak şekilde aşağıdaki sıralama ile temizlenmiştir:

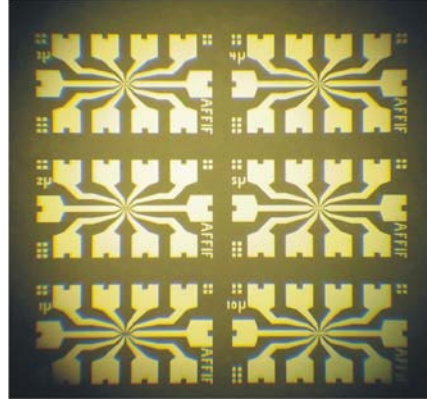
1. 2 dk aseton içinde ultrasonik titreşime maruz bırakılmıştır.
2. Oda sıcaklığında 70 sn aseton içinde bekletilmiştir.
3. Kaynayan izopropanol içinde 20 sn bekletilmiştir.
4. Saf su ile arındırılarak kuru azot ile kurutulmuştur.

Fotolitografi, örneklerin yüzeyinin fotodirenç kaplanmasıyla başlar. S1805 tipi fotodirencin örnek yüzeyine homojen kaplanması için döner kaplayıcı 30 sn 4500 rpm ayarlarında kullanılmıştır. Işınlama işleminden önce örnekler portatif ısıtıcıda 90 °C’de 2 dk ısıtılmıştır. Örnekler bir kromiyum/kuartz maske hizalayıcı kullanılarak, maske ile örneği hizalama ve ışınlama işlemi gerçekleştirilmiştir.

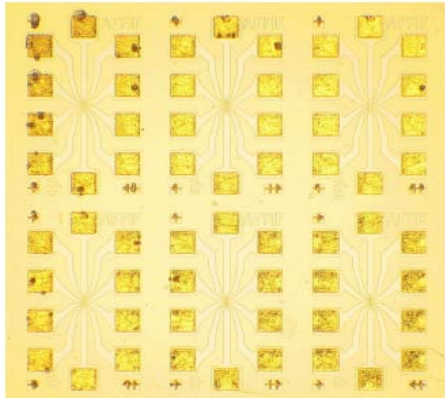
Örnek üzerinde UV ışığına maruz bırakılan fotodirenç kaplı kısımların kaldırılması için 1:4 oranında AZ351B/H₂O karışımı (10 ml AZ351B ve 40 ml H₂O tab çözeltisi) hazırlanmıştır. Tab çözeltisi içine konulan örneğin ışık gören fotodirenç kısımlarının çözünmesi için beklenmiştir. Çözünme bittiğinde tab çözeltisi içinden çıkarılıp, saf su ile temizlenerek gaz azot ile kurutulmuştur. Son olarak, ıslak aşındırma işlemi için H₂SO₄/H₂O₂/H₂O karışımı hazırlanmıştır. Bu karışımda 1 ml H₂SO₄, 8 ml H₂O₂ ve 160 ml H₂O kullanılarak örnek yüzeyinden 750 nm derinlikte aşındırma yapılmıştır (yaklaşık 220 nm/dk).



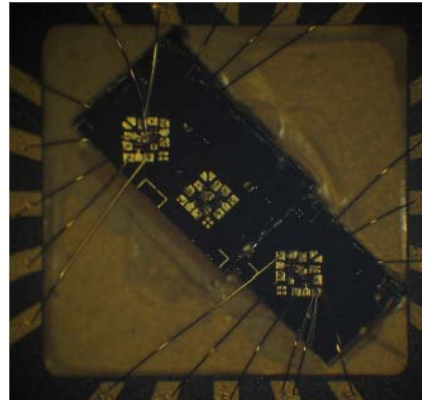
(a) Ayırma ve tel bağlama öncesi



(b) Aşındırma için hazırlanan maske



(c) Metalizasyon işlemi sonrası örnekler



(d) Örnek yerleştirme ve tel bağlama

Şekil 3.15. (a) L şeklinde Hall çubuğu geometrisi, (b) seçilen iki örneğin yerleştirilmesi, (c) aşındırma için hazırlanan maske, (d) farklı Hall kanalı genişliğine sahip örnekler

Litografi için ikinci adım örnek kontakları için metalizasyon işlemidir. Bunun için örnek 3 dk klorobenzen içinde bekletilmiştir. Kurutma işlemi için 85 °C'de 10 dk ısıtılmıştır. Buharlaştırma işleminden önce örnekler 30 sn O_2 plazma içinde temizlenmiştir. Metal buharlaştırma işlemi için 2 nm Au, 1 nm Ge, 0,8 nm Ni kullanılmıştır.

Tüm bu işlemlerden sonra, aygıt tanımlamasını takiben tel bağlayıcı (wire bonder) ile soket üzerinde bulunan 6 adet Hall çubuğu şeklindeki yapılar paketlenerek (Şekil 3.17 (d)) ölçümlere hazır hale getirilmiştir.

3.3.7. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu yapıların litografik işlemleri

Fabrikasyon aşamasında ilk olarak örnekler $1 \times 1 \text{ cm}^2$ boyutlarında kesilmiştir. Temizleme işleminde örnekler sırasıyla aseton ve izopropanol içinde bekletilmiştir. Bu işlem bütün örnekler için iki defa tekrarlanmıştır. Son basamakta, örnekler seyreltik HCl içine konulmuş ve böylece yüzeydeki doğal oksit tabakası kaldırılmıştır. Temizleme sürecinin ayrıntıları aşağıda açıklandığı gibidir.

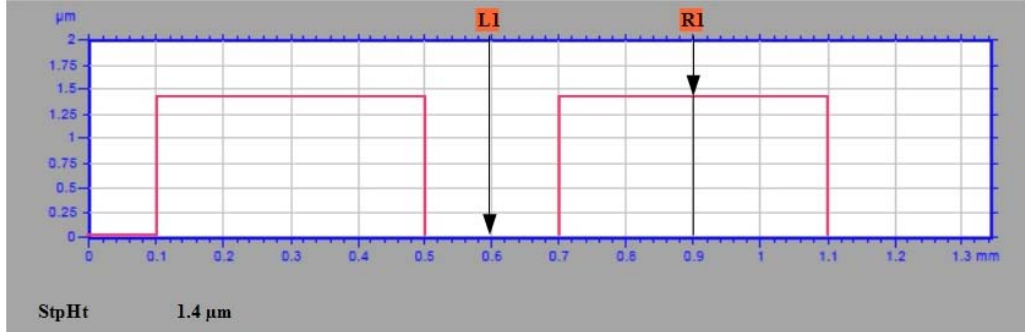
Örnekler;

1. Oda sıcaklığında 5 dk aseton içinde bekletilmiştir.
2. Kaynayan izopropanol içinde 5 dk bekletilmiştir.
3. Saf su ile arındırılarak, kuru azot ile kurutulmuştur.
4. 1:1 oranında HCl/H₂O karışımı içinde 30 sn bekletilmiştir.
5. Saf su altında yaklaşık 1 dk tutulmuştur ve kuru azot ile kurutulmuştur.

Fotolitografi için, 310-420 nm aralığında UV dalgaboyuna duyarlı AZ5214E tipi fotodirencin örnek yüzeyine homojen kaplanması için döner kaplayıcı sırasıyla 5 sn 500 rpm ve 40 sn 5000 rpm ayarlarında kullanılmıştır. Işınlama işleminden önce örnekler portatif ısıtıcıda 110 °C’de 1 dk ısıtılmıştır. En yüksek yoğunluğu yaklaşık 365 nm dalgaboyu civarında olan cıva lambasına sahip maske hizalayıcı kullanılarak, maske ile örneği hizalama ve ışınlama işlemi gerçekleştirilmiştir. Örnekler, 200 mJ/cm² enerjili UV ışığına 10 sn boyunca maruz bırakılmıştır.

Örnek üzerinde UV ışığına maruz bırakılan fotodirenç kaplı kısımların kaldırılması için 1:4 oranında AZ400K/H₂O karışımı (tab çözeltisi) hazırlanmıştır. Tab çözeltisi içine konulan örneğin ışık gören fotodirenç kısımlarının çözünmesi sırasında yüzeydeki renk değişiminden işlemin tamamlanıp tamamlanmadığı anlaşılmıştır. Renk değişimi bittiğinde tab çözeltisi içinden çıkarılıp, saf su ile temizlenerek gaz azot ile kurutulmuştur. Bunun sonucunda masatepe (mesa)

yapılarını tanımlayan maske deseni örnek üzerine transfer edilmiştir. Şekil 3.16'da gösterildiği üzere kaplanan fotodirenç kalınlığı yaklaşık 1,4 μm 'dir.



*StpHt (Step height): Basamak yüksekliği

Şekil 3.16. Tüm örnekler için kaplanan fotodirenç kalınlığını gösteren profilometre ölçümü

Islak aşındırma için 1:8:80 oranında $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ çözeltisi kullanılmıştır ve yaklaşık 2 μm derinliğe kadar aşındırılmıştır. Şekil 3. 17, hazırlanan H_2SO_4 tabanlı karışımlarla aşındırılan n-tipi GaAs yüzeylerinin köşesinden alınan SEM görüntülerini göstermektedir.

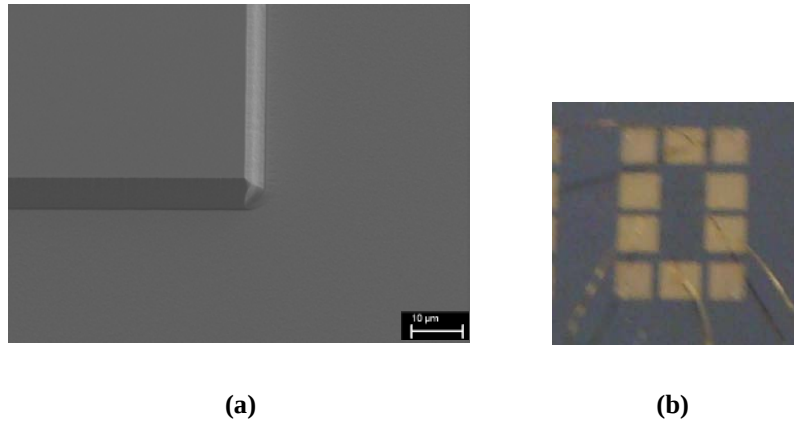
Fotolitografinin bundan sonraki aşamasında Hall çubuğu metalizasyonu işlemi yapılmıştır. Öncelikle, AZ5214E tipi fotodirencin örnek yüzeyine homojen kaplanması için döner kaplayıcı 40 sn 5000 rpm ayarlarında kullanılmıştır. Işınlama işleminden önce örnekler portatif ısıtıcıda 110 $^{\circ}\text{C}$ 'de 1 dk ısıtılmıştır. En yüksek yoğunluğu yaklaşık 365 nm dalgaboyu civarında olan cıva lambasına sahip maske hizalayıcı kullanılarak, maske ile örneği hizalama ve ışınlama işlemi gerçekleştirilmiştir. Örnekler, 150 mJ/cm^2 enerjili UV ışığına 120 sn boyunca maruz bırakılmıştır.

Örnek üzerinde UV ışığına maruz bırakılan fotodirenç kaplı kısımların kaldırılması için 1:4 oranında (10 ml AZ400K ve 40 ml deiyonize su) AZ400K/ H_2O karışımı (tab çözeltisi) hazırlanmıştır. Tab, çözeltisi içinden çıkarılıp, saf su ile temizlenerek kuru azot ile kurutulmuştur. Metal buharlaştırma işleminde sırasıyla: 33 nm Ge, 66 nm Au, 35 nm Ni ve 100 nm Au kullanılmıştır.

Daha sonra örnekler aseton içine konularak üzeri metal kaplı fotodirenç kısımlar örnek yüzeyinden kaldırılmıştır. Son olarak, örnekler çabuk ısıtılma tabi tutularak, H_2/N_2 altında $420\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de 60 sn bekletilmiştir.

Litografinin son kısmında ise üst halka kontak ve alt kontak metalizasyon işlemi yapılmıştır. Yine, AZ5214E tipi fotodirencin örnek yüzeyine homojen kaplanması için döner kaplayıcı 40 sn 5000 rpm ayarlarında kullanılmıştır. Işınlama işleminden önce örnekler portatif ısıtıcıda $110\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de 1 dk ısıtılmıştır. Maske hizalayıcı kullanılarak, maske ile örneği hizalama ve ışınlama işlemi gerçekleştirilmiştir. Örnekler, 150 mJ/cm^2 enerjili UV ışığına 60 sn boyunca maruz bırakılmıştır. Örnek üzerinde UV ışığına maruz bırakılan fotodirenç kaplı kısımların kaldırılması için 1:4 oranında AZ400K/ H_2O karışımı (tab çözeltisi) hazırlanmıştır. Tab, çözeltisi içinden çıkarılıp, saf su ile temizlenerek kuru azot ile kurutulmuştur. Metal buharlaştırma işleminde sırasıyla: 33 nm Ge, 66 nm Au, 35 nm Ni ve 100 nm Au kullanılmıştır. Daha sonra örnekler aseton içine konularak üzeri metal kaplı fotodirenç kısımlar örnek yüzeyinden kaldırılmıştır. Son olarak, örnekler çabuk ısıtılma tabi tutularak, H_2/N_2 altında $420\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de 60 sn bekletilmiştir.

Tüm bu işlemlerden sonra, aygıt tanımlamasını takiben tel bağlayıcı (wire bonder) ile Hall bar yapılar paketlenerek Şekil 3.17 (b)'de görüldüğü gibi ölçümlere hazır hale getirilmiştir.



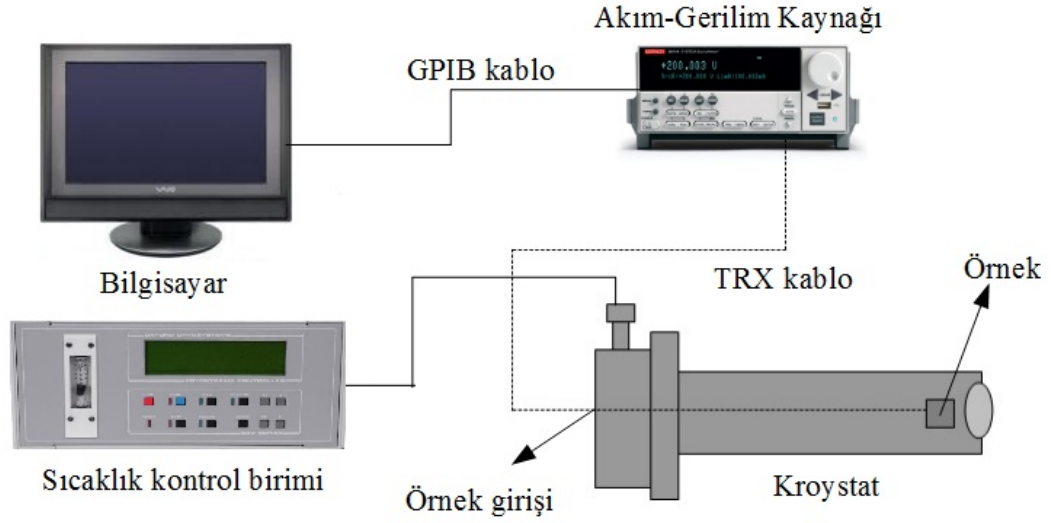
Şekil 3.17. (a) 1:8:80 oranında $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$ karışımıyla aşındırılmış n-tipi GaAs yüzeyinin SEM görüntüsü, (b) Hall çubuğu aygıtı

3.4. Deneysel Yöntemler

3.4.1. Sıcaklık kontrolü ve akım-gerilim ölçümleri

Üzerinde çalışılan örneklerde yapılacak ölçümlerden önce, kontakların ohmik davranış sergilediklerini anlamak amacıyla farklı sıcaklıklarda örnek üzerindeki her kontak çifti için akım-gerilim (I-V) ölçümleri alınmıştır. Tüm ölçümler karanlık ortamda gerçekleştirilmiştir. Elde edilen I-V grafiklerinin doğrusal çıkmaları kontakların ohmik olduklarını, ölçülen her verinin örnekten geldiğini ve kontakların bir etkisi olmadığını doğrulamaktadır. Deneylerde kullanılan I-V deney düzeneği Şekil 3.18’de verilmiştir. Deney düzeneğinde akım ya da gerilim kaynağı örneğe doğrudan bağlanmıştır. Akım-gerilim kaynağı, akım ya da gerilimden birini uygularken diğerini de aynı anda ölçebilmekte ve akım veya gerilim yönünün değiştirilmesine olanak vermektedir. Bu ölçümler bilgisayar kontrollü olarak yapılmış olup programlama dili olarak Labview kullanılmıştır. Bilgisayar, akım-gerilim kaynağı arasındaki iletişim GPIB kablo ile sağlanırken ve akım-gerilim kaynağı ile örnek (tutucu) arasındaki bağlantı ise TRX (üç eş-eksenli) kablo ile sağlanmıştır.

Ölçümler esnasında örneğin ısınmasını önlemek için örneğe düşük akım uygulanmıştır. Yapılan deneylerde örneklerin I-V karakteristikleri 10-300 K sıcaklık aralığında incelenmiştir. Buradaki amaç kontak kalitesini anlamak olduğundan ışık altında yapılan I-V ölçümlerine ihtiyaç duyulmamıştır. Akım ya da voltaj örneğe paralel olarak uygulanmıştır.



Şekil 3.18. Örneklerin akım-gerilim karakterizasyonu için kullanılan deney düzeneği

Örneğin bulunduğu ortamın sıcaklığını kontrol etmek için Oxford DTC2 sıcaklık kontrol birimi kullanılmıştır. Gerek I-V ölçümlerinde gerekse diğer ölçümlerde düşük sıcaklıklara inmek için sıvı azot (LN_2), daha düşük sıcaklıklar elde etmek için sıvı helyum (LHe) kullanılmıştır. Örneğin bulunduğu ortamın soğutulması işlemi akışın sürekli olduğu açık devre kroystat ile yapılmıştır. Sistemden geçen kroyojenik sıvı ise akış miktarının ayarlanabildiği bir kontrol ünitesi ile sağlanmaktadır. Ölçümler, örnekler istenilen sıcaklığa getirildikten sonra sıcaklık kontrolü sıcaklık kontrol birimine bağlı ısıtıcı (heater) ile 0,1 K duyarlıkta elle (manuel olarak) ayarlanarak yüksek vakumda gerçekleştirilmiştir.

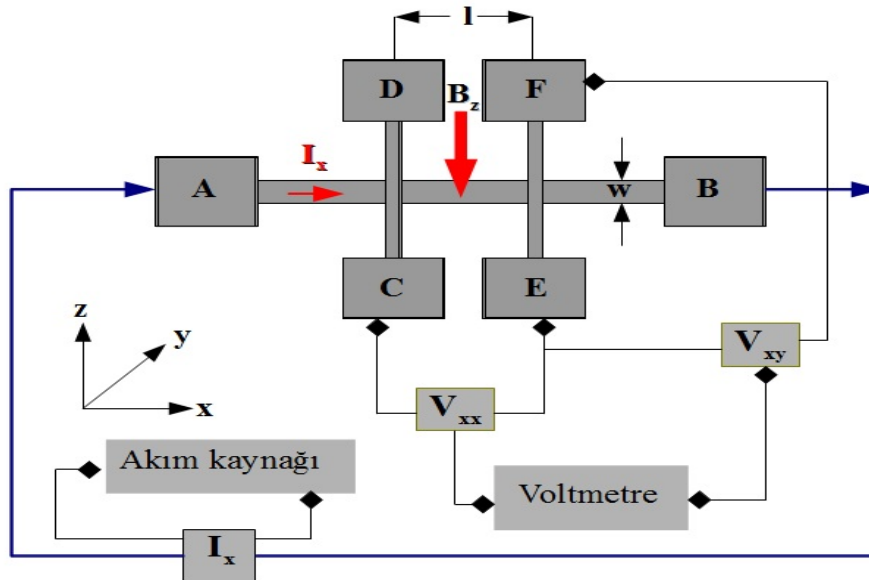
3.4.2. Klasik Hall olayı ölçümleri

Bu ölçümlerle serbest taşıyıcıların elektrik ve manyetik alanlar altındaki davranışları hakkında fikir elde edilebilir. Ölçümler sonucunda elde edilen bilgilerin çeşitliliği nedeniyle bu yöntem oldukça sık kullanılırlar. Bu ölçümler sayesinde incelenen örnekteki taşıyıcıların türü (elektron ve/veya boşluk), taşıyıcı

yoğunlukları, öz direnci ve taşıyıcı mobiliteleri ölçülebilir veya hesaplanabilir. Ayrıca, sıcaklığa bağlı olarak yapılan bu ölçümler ile birçok parametre hesaplanabilir.

Özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri yapılırken Hall çubuğu geometrisi, kare ya da dairesel van der Pauw örneği ve corbino disk olmak üzere üç farklı yöntem kullanılır. Her geometrinin kendine göre avantajı ve dezavantajı vardır. Her üç yöntemde de uygulanan akım ve manyetik alana dik oluşan Hall potansiyeli ile veriler elde edilir. Yapılan ölçümlerde Bölüm 3.3’de verilen litografik bilgiler ile Hall çubuğu geometrisi kullanılarak örnek üretimi gerçekleştirilmiştir.

Yapıları bölüm 3.1’de verilen örnek ile ilgili klasik Hall ölçümlerinde kullanılan deney düzeneği Şekil 3.19’da verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi A-B uçlarının bulunduğu kontaklar arasında (x-doğrultusu boyunca) akım sürülmüştür. z-doğrultusunda uygulanan manyetik alan örnek yüzeyine dik şekilde uygulanmıştır. Örnek açık devre kroystat sıvı azot (77-300 K) kullanılarak soğutulmuştur. Akım kaynağı kullanılarak uygulanan akıma dik doğrultuda manyetik alanın oluşturduğu Hall potansiyeli ($V_{xy} = V_{CD} = V_{EF}$) ile boyuna potansiyel ($V_{xx} = V_{CE} = V_{DF}$) değerleri voltmetre kullanılarak ölçülmüştür.



Şekil 3.19. Klasik Hall olayı ölçümleri için kullanılan deney düzeneği

Uygulanan akım ve manyetik alan değerleri ile Hall kanalı genişliği (w) bilindiğinden ölçülen Hall potansiyeli değerleri kullanılarak Hall katsayısı (R_H)

$$R_H = \frac{V_{xy}w}{I_x B_z} \quad (3.3)$$

ifadesiyle hesaplanır. e elektron yükü olmak üzere Hall katsayısı ifadesi yardımıyla elektron yoğunluğu

$$n = \frac{1}{eR_H} \quad (3.4)$$

şeklinde bulunur. Benzer şekilde Hall mobilitesi

$$\mu_H = \frac{V_{xy}l}{V_{xx}wB_z} \quad (3.5)$$

ifadesiyle elde edilir. Burada l örnek uzunluğudur. Hall mobilitesi ve Hall katsayısı kullanılarak örneğin öz direnci hesaplanabilir

$$\rho = \frac{R_H}{\mu_H} \quad (3.6)$$

Ölçülen Hall ve boyuna potansiyeller için farklı sıcaklıklarda deney sonuçları elde edilmiştir. Böylelikle yukarıda bahsi geçen niceliklerin sıcaklığa bağlı olarak değişim grafikleri elde edilmiştir.

3.4.3. Manyetodirenç ve Shubnikov - de Haas Ölçümleri

SdH ölçümleri yüksek manyetik alan altında yapılan manyetodirenç ölçümlerindeki kuantum osilasyonlardır. 2BEG'ı bulunan bir sisteme dik bir manyetik alan uygulandığında düzlemdeki serbest elektronlar ayırık siklotron enerjisi ile dönü hareketi yapmaya zorlanırlar. Bu boyut sınırlaması elektronların durum yoğunluğuna ait Landau seviyeleri olarak bilinen delta-fonksiyonlarında genişlemeye neden olur. Spin-split enerjisi de göz önüne alınarak yazılan toplan enerji ifadesi şu şekilde olur

$$E_{i,n,s} = E_i + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c + sg \mu_B B \quad (3.7)$$

Burada E_i , i . altbandın enerjisi, $s = \pm 1/2$ spin kuantum sayısıdır, g etkin Lande çarpanıdır. Landau seviyeleri arasındaki enerji ayrılmaları

$$\hbar \omega_c = \frac{\hbar e B}{m^*} \quad (3.8)$$

ile verilen manyetik alanın fonksiyonudur. Bu yüzden, manyetik alan arttıkça enerji ayrılmaları da artar. Bu durum artan manyetik alanla her seviyenin Fermi enerjisi seviyesinden geçmesine neden olur, dolayısıyla Fermi enerjisinde yerel durum yoğunluğunda bazı periyodik salınımlar meydana gelir. Landau seviyeleri Fermi seviyesi ile her çakıştığında manyetodirenç bir maksimum yapar, dolayısıyla, $1/B$ ile bir periyodiklik söz konusu olur. SdH osilasyonlarının gözlenmesi için üç şartı sağlamak gerekir:

1. Örgü sıcaklığı yeterince düşük ve elektronların etkin kütlesi küçük olmalıdır ki Landau seviyeleri arasında meydana gelen termal geçişler göz ardı edilsin ($\hbar \omega_c \gg k_B T$ ve $\hbar \omega_c \ll E_F$).
2. 1 numaralı şartı sağladıktan sonra, ikinci olarak taşıyıcı dağılımı dejenere olmalıdır ($E_F \gg k_B T$).
3. Manyetik alan Landau kuantizasyonu için yeterince büyük olmalıdır ($\mu_B \gg 1$).

Boylamsal öz dirençte (ya da dirençte) meydana gelen SdH osilasyonları

$$\frac{\rho_{xx}}{\rho_0} = 4 \exp\left(\frac{-\pi}{\mu_q B}\right) \cos\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar \omega_c} - \pi\right) D(\chi) \quad (3.9)$$

ile verilen analitik fonksiyonla tanımlanır [91]. Burada ρ_0 sıfır manyetik alandaki öz direnç, E_F birinci altbanda göre Fermi enerjisidir. $\mu_q = \frac{e \tau_q}{m^*}$ şeklinde verilen kuantum mobilitesi olup τ_q kuantum ömrüdür. Denklem (3.9)'daki $D(\chi) = \frac{\chi}{\sinh(\chi)}$

ile verilen ifade zarf fonksiyonudur ve $\chi = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}$ şeklindedir.

SdH osilasyonlarının periyodu Denklem (3.9)'da verilen ifadedeki $\cos$ terimine bağlıdır. Bu osilasyonlar n . pikteki manyetik alan değerinin tersine ($1/B_n$) karşılık pik numarası eğrisi çizilerek elde edilebilir [92]. Osilasyonlara katkıda bulunan elektronlar sadece bir altbantta bulunuyorlarsa elde edilen eğri doğrusal olup eğimi periyodu verir. Bu noktada elde edilen eğim ile Denklem (3.10)'daki ifade kullanılarak 2B elektron yoğunluğu bulunabilir

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e}{\pi\hbar n_{2B}} = \frac{e\hbar}{m^*(E_F - E_1)} \quad (3.10)$$

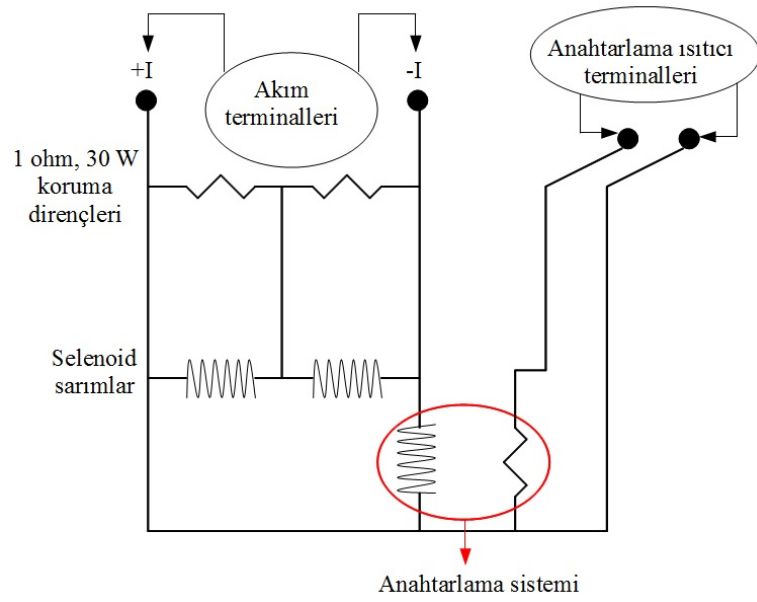
Osilasyon genliğinin manyetik alana bağlılığından Dingle sıcaklığı ve dolayısıyla taşıyıcıların kuantum ömrü belirlenebilir.

Düzlemdeki 2B elektronların etkin kütlesi belirli manyetik alanda SdH osilasyonlarının sıcaklık bağımlılığından bulunur [93]

$$\frac{A(T, B_n)}{A(T_0, B_n)} = \frac{T \sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B m^* T_0}{\hbar e B_n}\right)}{T_0 \sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B m^* T}{\hbar e B_n}\right)} \quad (3.11)$$

Burada $A(T, B_n)$ ve $A(T_0, B_n)$ ifadeleri T ve T_0 sıcaklıklarında B_n manyetik alan değerinde gözlenen osilasyon piklerinin genlikleridir.

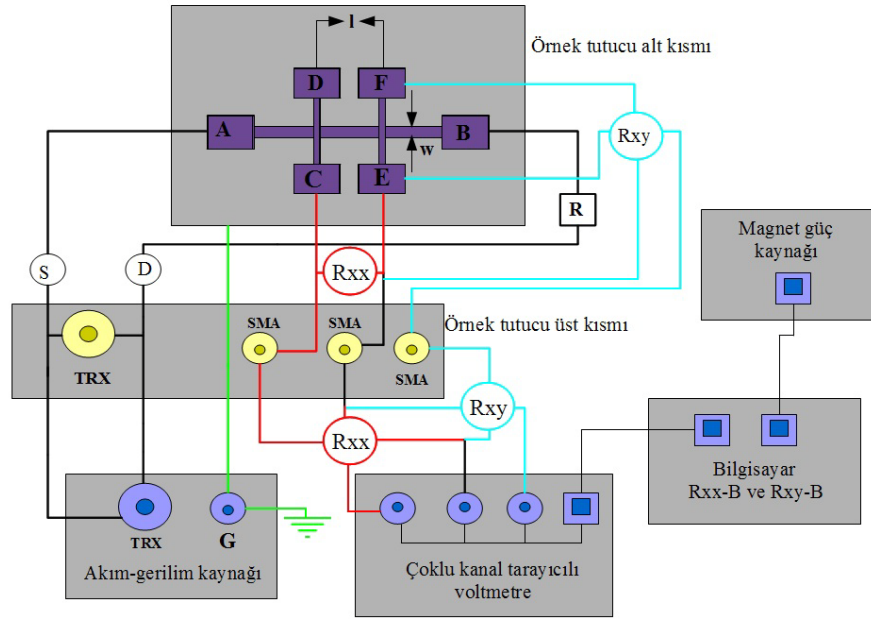
Manyetodirenç ve SdH ölçümleri 4,2 K sıcaklığına düşebilen sıvı helyum soğutmalı kroystat ve 7 T manyetik alana çıkabilen süperiletken magnetten oluşan bir ölçüm sistemiyle yapılmıştır (Şekil 3.20). Süperiletken magnet sarımları NbTi (Niobium-Titanium) alaşımı kullanılarak yapılan tel ile oluşturulmuştur. Bu alaşım yaklaşık 10 K sıcaklığında süperiletken hale geçmektedir. Süperiletken telden ve bir dirençten oluşan anahtarlama sistemi sıvı helyum havuzundan ısısal olarak izole edilmiştir. Bu anahtarlama sistemi kullanılarak elektriksel bir ısıtıcı (heater) ile bir direnç oluşturulur. Bu ısıtıcı açık konuma getirildiğinde ve magnet güç kaynağı kullanılarak akım sürüldüğünde akım süperiletken hale geçen telden akmaya başlar (dirençlerden geçemez). Isıtıcı kapatıldığında oluşturulan direnç ortadan kalkar ve dolayısıyla anahtarlama sistemi kapanır. Böylelikle akım sadece süperiletken teller ile güç kaynağından akar ve sonuçta akım kesilse bile oluşturulan döngü içinde akım dolanmaya devam eder.



Şekil 3.20. 7 Tesla magnet sisteminin şematik gösterimi

Magnetin üstünde helyum haznesi içerisinde her sarıma karşı gelecek şekilde bağlanmış düşük değerli dirençlerden oluşan koruma devresi bulunmaktadır. Magnet çok soğukken aniden ısınması durumunda oluşabilecek yüksek gerilimler bu koruma devresi sayesinde engellenmiş olur.

Tüm manyetodirenç ve SdH ölçümleri için Şekil 3.21’de verilen deneysel düzenek kullanılmıştır. Mevcut örnekler Hall çubuğu geometrisi olarak hazırlandığından ölçümler için kullanılan örnek tutucu bu amaca yönelik olarak tasarlanmıştır. Örneğin A-B kolları arasından akım sürmek için düşük (veya sabit) akım kaynağı kullanılmıştır. Benzer şekilde örneğin C-E kanalı (boylamsal direnç) ile E-F kanalı (Hall direnci ya da Hall gerilimi) çoklu kanal tarayıcı kullanılarak R_{xx} -B ve R_{xy} -B grafikleri elde edilmiştir. Tüm ölçümlerde yine National Instruments (NI) firması tarafından tasarlanan Labview programı kullanılmıştır.



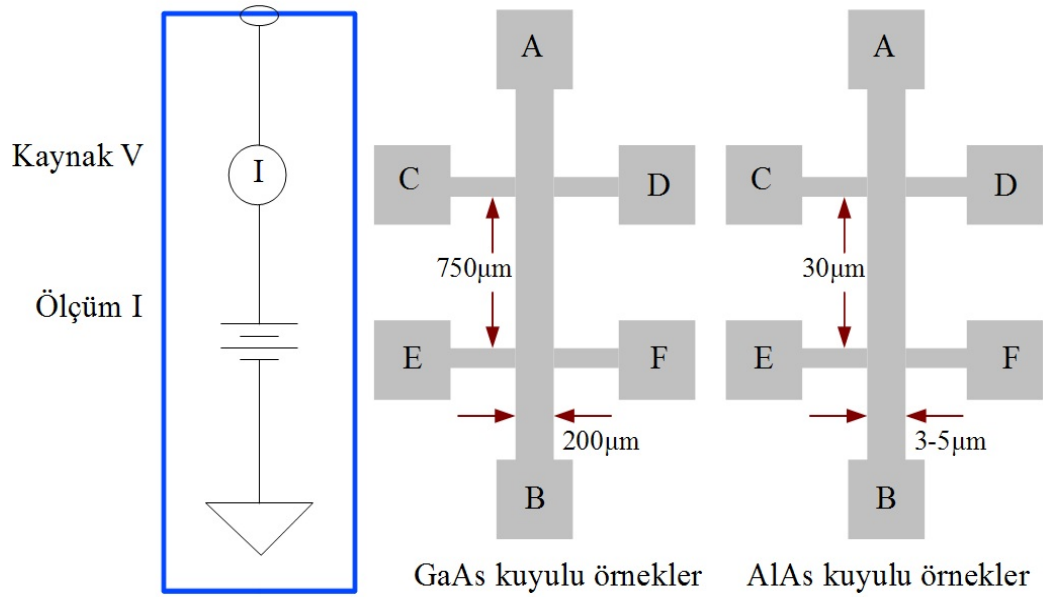
Şekil 3.21. Manyetodirenç ve SdH ölçümlerinde kullanılan deneysel düzeneğin şematik olarak gösterimi

Manyetodirenç ölçümleri için kullanılan deneysel düzeneği klasik Hall ölçüm sisteminde kullanılan deneysel düzenden daha karışık görünmesine rağmen buradaki temel fark, boyuna ve Hall dirençlerinin ya da gerilimlerinin manyetik alanın fonksiyonu olarak elde edilmesidir. Her iki ölçüm sisteminde sıcaklık mertebesi aynı değerdedir. Burada kullanılan sabit akım kaynağı çok hassas ölçümler için kullanılmakta ve pikoamper mertebesinde akım sürülmesine olanak vermektedir.

4. DENEYSEL VE KURAMSAL BULGULAR

4.1. Akım - Gerilim Ölçümleri

I-V ölçümleri, örneklerin kontaklarının kalitesini, yapı içerisindeki transport mekanizmalarını ve elektrik alanın fonksiyonu olarak taşıyıcıların sürüklenme hızını ve mobilitasını belirlemede kullanılır. Ölçümü yapılacak yarıiletken malzemelerde kontakların Ohmik özellik göstermesi, ölçülen verinin tamamının numuneden kaynaklandığının, kontakların sonuca bir katkı getirmediğinin kabulü açısından önemlidir. Yapılan deneylerde, örneklerin akım-voltaj karakteristikleri 10-300 K arasındaki sıcaklıklarda incelenmiştir. Burada sadece kontak kalitesi belirleneceğinden Şekil 4.1’de görüldüğü gibi, ölçümler esnasında gerilim örneğe paralel olarak A-B kolları arasında uygulanmış olup her gerilim değerine karşılık gelen akım ölçülmüştür.

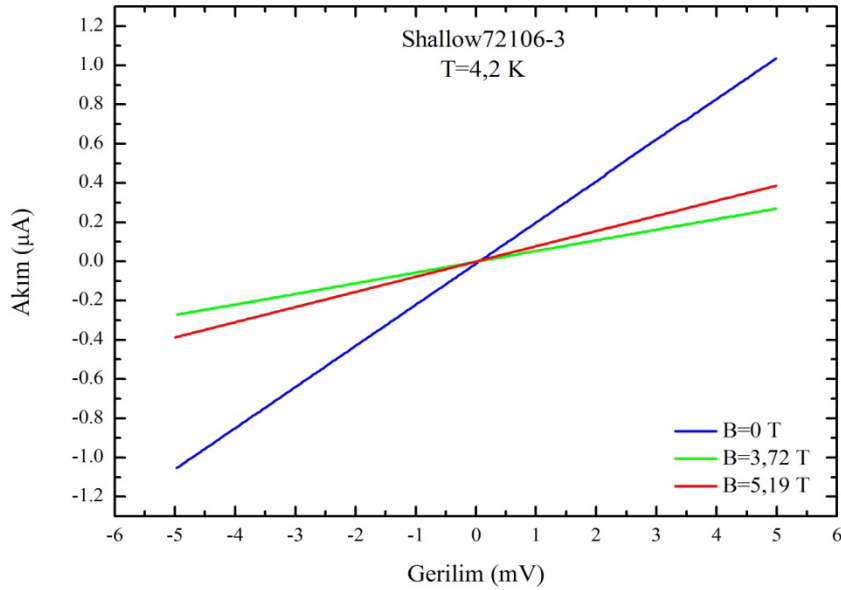


Şekil 4.1. Akım-Gerilim ölçümleri için kullanılan devrenin şematik gösterimi ve örnek ölçüleri

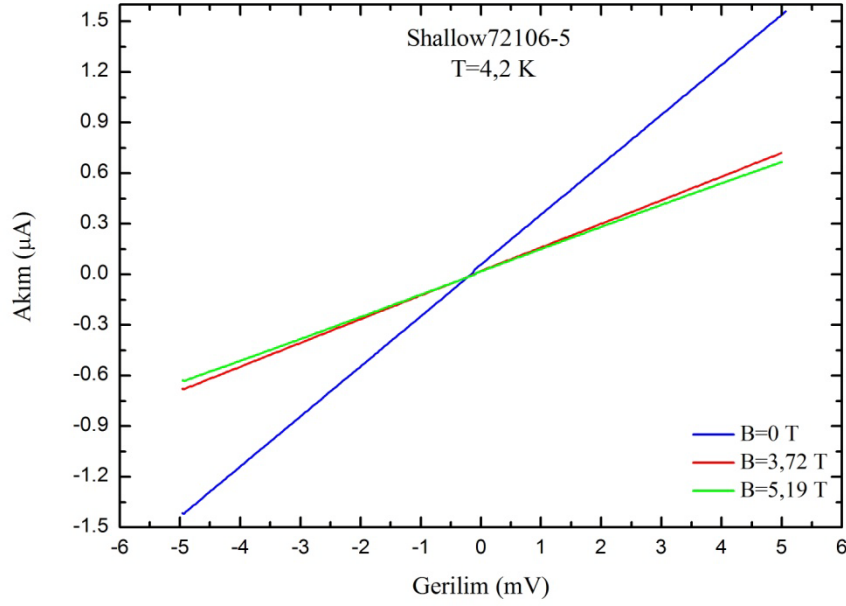
Burada paralel iletim I-V ölçümleri yapılmıştır. Uygulanan akım kuantum kuyusu içinden veya kuantum kuyulara paralel geçmektedir. Örneklerin ısınmasını önlemek yüksek hassasiyete sahip düşük voltaj kaynağı kullanılmıştır.

4.1.1. AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu örneklerin akım-gerilim ölçümleri

Bu kısımda $3\mu\text{m}$ ve $5\mu\text{m}$ Hall kanalı genişliğine sahip (sırasıyla Shallow72106-3 ve Shallow72106-5 kodlu) AlAs kuantum kuyulu yapılar için I-V sonuçları verilmiştir. Şekil 4.2’de Shallow72106-3 ve Şekil 4.3’de ise Shallow72106-5 örnekleri için farklı manyetik alanlarda 4,2 K’de I-V ölçümleri görülmektedir. Düşük sıcaklıkta elde edilen I-V sonuçları doğrusaldır. Bu da düşük sıcaklıkta dahi kontakların ohmik davranış sergilediklerini göstermektedir. Her iki örnekte akım ve voltaj hemen hemen aynı mertebededir. Her iki örnek için, manyetik alansız durumda ve manyetik alan uygulandığında örneklere aynı gerilim (-5mV ve 5mV aralığında) uygulanmasına rağmen manyetik alan altında örnekten geçen akım miktarı azalmaktadır.

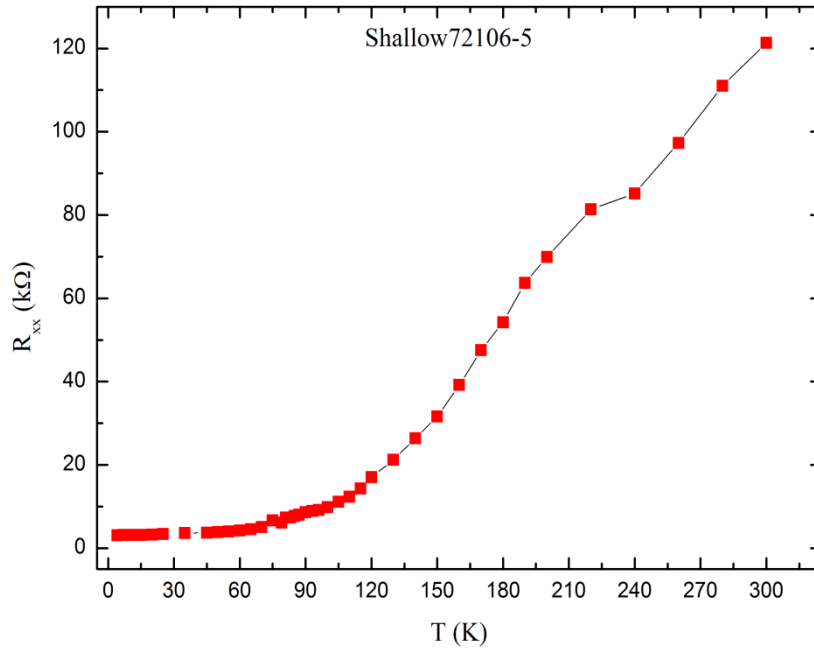


Şekil 4.2. T=4,2 K’de farklı manyetik alanlarda Shallow72106-3 örneği için I-V sonuçları



Şekil 4.3. $T=4.2\text{ K}$ 'de farklı manyetik alan değerlerinde Shallow72106-5 örneği için I-V sonuçları

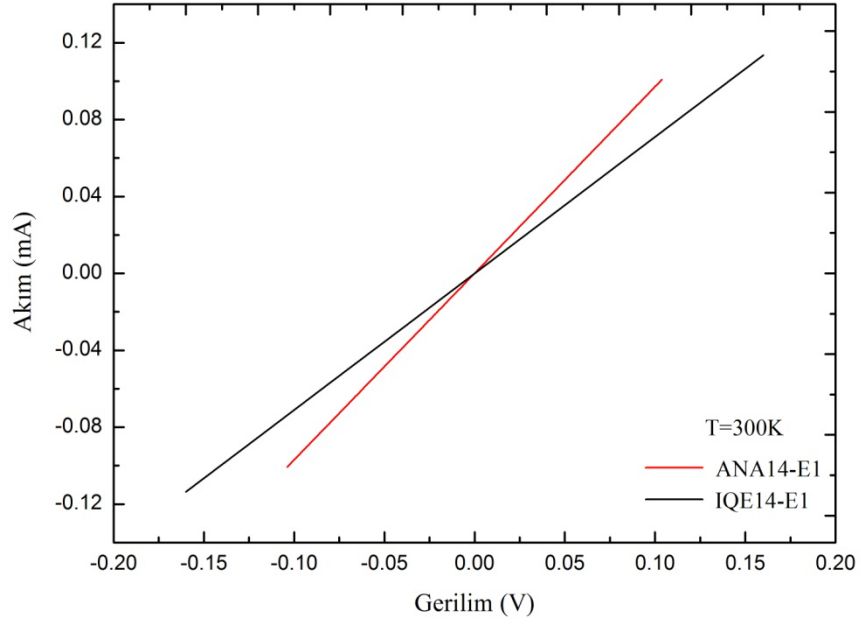
Şekil 4. 4'de Shallow72106-5 örneğinin A-B kolları arasındaki direncin sıcaklıkla değişimi görülmektedir. Bu direnç değerleri $4.2\text{-}300\text{ K}$ sıcaklık aralığında manyetik alansız durumda ölçülen I-V sonuçlarından elde edilmiştir. Yaklaşık 50 K sıcaklığa kadar direnç değerleri hemen hemen sabit (değişim çok az) iken, $50\text{-}120\text{ K}$ aralığında direnç yavaşça artmakta ve 120 K 'den 300 K 'e kadar ise direnç değeri hızla artmaktadır. Bu davranış $2B$ yarıiletkenlere özgüdür. Örnekler arasında karşılaştırma yapmak amacıyla Şekil 4. 5'de sıvı helyum sıcaklığında her iki örnek için I-V sonuçları verilmiştir. Burada akım eksenleri logaritmik olarak alınmıştır. Görüldüğü gibi, uygulanan aynı gerilim değerleri için Shallow72106-5 örneğinden daha fazla akım geçmektedir ki bu da beklenen bir sonuçtur.



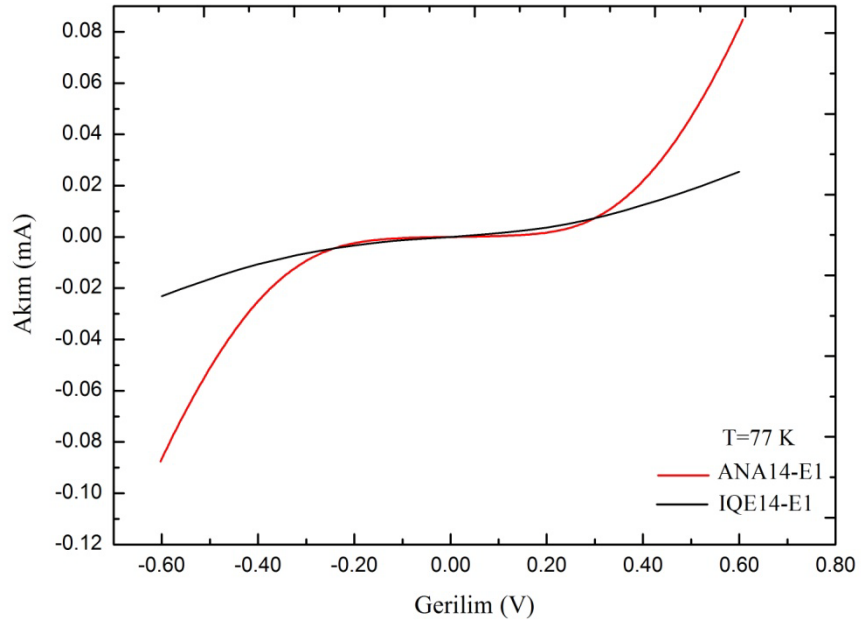
Şekil 4. 4. Shallow72106-5 örneği için direncin sıcaklığa göre değişimi

4.1.2. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerin akım-gerilim ölçümleri

Bu bölümde ise GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerde kontakların kalitesini belirlemeye yönelik I-V ölçümleri verilmiştir. Anadolu Üniversitesi'nde ve IQE'de büyütülen, hazırlanmaları ise Essex Üniversitesi'nde yapılan örneklerin I-V sonuçları Şekil 4.5 ve 4.6'da verilmiştir. Burada görüldüğü gibi, oda sıcaklığında davranış doğrusal iken, 77 K'de doğrusallık bozulmakta ve akımda artış gözlenmektedir. Bu da düşük sıcaklıkta kontakların ohmik davranış sergilemediğini göstermektedir. Dolayısıyla düşük sıcaklıkta elde edilen deneysel sonuçlara kontakların etkisi olduğu olasılığı göz önünde bulundurulmalı ve

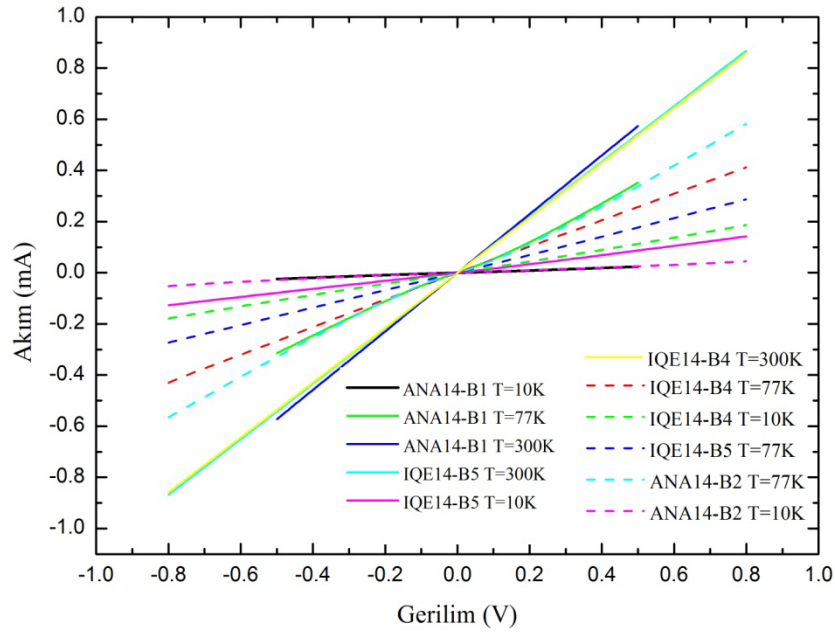


Şekil 4.5. $T=300\text{ K}$ 'de ANA14-E1 ve IQE14-E1 örnekleri için elde edilen I-V sonuçları (Burada örnek isimlerindeki “-” den sonraki sayı örnek numarasını göstermektedir.)



Şekil 4.6. $T=77\text{ K}$ 'de ANA14-E1 ve IQE14-E1 örnekleri için elde edilen I-V sonuçları

Ancak, Bilkent Üniversitesi'nde hazırlanan aynı örneklerden farklı sıcaklıklarda elde edilen I-V sonuçları doğrusaldır (Şekil 4.7). Yapı aynı olmasına rağmen örneklerin hazırlanması farklı ortamlarda ve koşullarda gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.6'da düşük sıcaklıktaki değişim lineer olmamasına rağmen simetrik bir davranıştır. Burada elektrik alanının her iki doğrultusunda da aynı davranış gözlenmektedir. Şekil 4.7'de ise tüm örnekler için sıcaklık düştükçe lineer davranıştan uzaklaşmamakla beraber düşük sıcaklıklarda örnekten geçen akım azalmaktadır.



Şekil 4.7. ANA14-B1, ANA14-B2, IQE14-B4 ve IQE14-B5 örnekleri için farklı sıcaklıklarda elde edilen I-V ölçümleri

4.2. Klasik Hall Olayı Ölçümleri

Klasik Hall olayı, örneğin mobilitesi ve yük taşıyıcı yoğunluğu hakkında bilgi veren önemli bir yöntemdir. Örneklerin Hall çubuğu geometrisine sahip olmaları bu ölçümler için uygundur. Bu ölçümlerde elektrik alan örneğin A-B kolları arasına uygulanırken (Şekil 4.1), homojen manyetik alan örnek yüzeyine dik bir şekilde uygulanmıştır. Örneğe uygulanan akım değerleri örnek direncinin akımdan bağımsız olduğu değerlerdir. Çünkü Hall olayı deneylerinden elde edilen mobilite değerleri akımdan bağımsızdır. Örnek yüzeyine düşük manyetik alan uygulanmıştır. Bu esnada örneğin C-E ve E-F kollarından boyuna gerilim okunurken, C-D ve E-F kollarından Hall gerilimi okunmaktadır. Bu şekilde boyuna ve Hall gerilimleri belirlendikten sonra, örneğe uygulanan akım, manyetik alan ve örnek boyutları bilindiğinden Bölüm 3.4.2’de verilen matematiksel ifadeler yardımıyla örnek mobilitesi, taşıyıcı yoğunluğu, iletkenlik gibi parametrelerin sıcaklığa bağlı değişimi elde edilmiştir. Elde edilen bu deneysel veriler kullanılarak Hall mobilitesini belirleyen saçılma mekanizmaları sıcaklığa bağlı olarak tartışılmıştır.

2B yarıiletkenlerde elektron transport mobilitesini belirleyen saçılma mekanizmaları, esas olarak, hacimli yarıiletkenlerdeki ile aynıdır. Bu saçılma mekanizmaları alaşım düzensizliği saçılması, fonon saçılması, iyonize safsızlık saçılması olmak üzere başlıca üç grupta incelenebilir. Bu tez çalışmasında incelenen GaAs/AlGaAs heteroyapılarda elektron hareketini sınırlayan ve dolayısıyla taşınım mobilitesini etkileyen saçılma mekanizmaları şu şekildedir:

- (a) Alaşım düzensizliği saçılması: 2B elektronların alaşım olan tabakada bulunmaları ve elektron dalga fonksiyonunun alaşım olan engel tabakaya sızması nedeniyle oluşan saçılma.
- (b) Fonon saçılması:
 - (i) Akustik fonon saçılması: Akustik örgü titreşimlerinin neden olduğu deformasyon potansiyeli saçılması ve piezoelektrik saçılma,

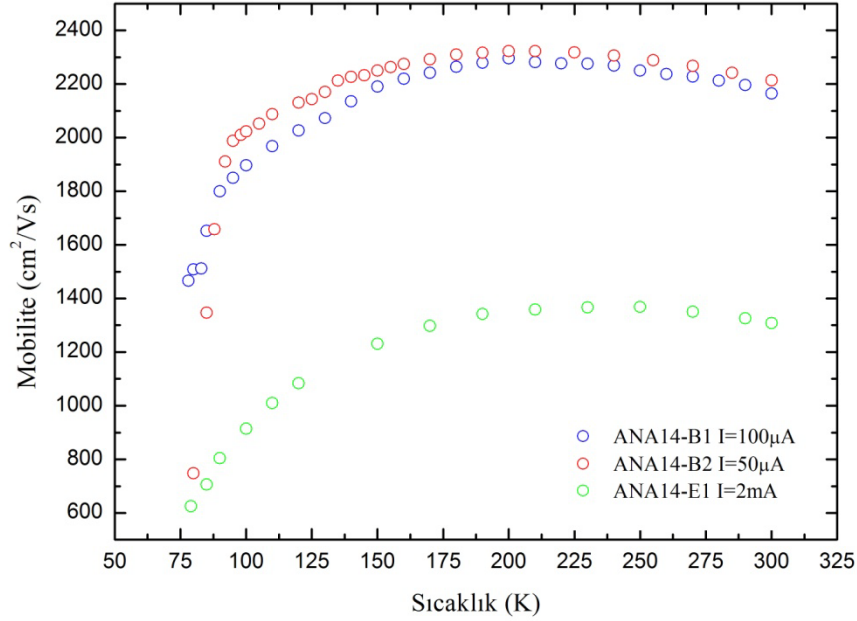
- (ii) Optik fonon saçılması: Optik örgü titreşimlerinin neden olduğu deformasyon potansiyeli saçılması ve polar optik fonon saçılması.
- (c) İyonize safsızlık saçılması: Katmanlı yapıdaki iyonlar ile 2B elektronlar arasındaki Coulomb etkileşmesinden kaynaklanır.
 - (i) Uzak iyonize safsızlık saçılması: Engel tabakasındaki verici atomlardan saçılma,
 - (ii) Artık iyonize safsızlık saçılması: Büyütme sırasında AlGaAs tabakası içinde istemeden oluşan safsızlıklardan oluşan saçılma.

Ayrıca, GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs kuantum kuyularında arayüzey pürüzlülüğü saçılması da (interface roughness scattering) düşük sıcaklık Hall mobilitesini sınırlayan önemli saçılma mekanizmasıdır. Alaşım düzensizliği ve arayüzey pürüzlülüğü saçılmaları kısa erimli saçılma süreçleridir [94]. Elektron yoğunluğunun sıcaklıkla değişmediği 2B yarıiletkenlerde arayüzey pürüzlülüğü saçılmasının sıcaklıktan bağımsız olması beklenir [94, 95]. Literatürdeki bazı çalışmalarda, düşük sıcaklık Hall mobilitesini etkileyen alaşım düzensizliği saçılmasının ihmal edilecek kadar küçük olduğu vurgulanmıştır [96-99]. Ancak, bu çalışmalarda kullanılan GaAs/AlGaAs yapıların modülasyon katkılı olduğunu belirtmek gerekir.

4.2.1. ANA14 kodlu örneklerin Hall olayı ölçüm sonuçları

Bu bölümde ANA14-B ve ANA14-E kodlu örnekler için elde edilen klasik Hall olayı ölçüm sonuçları verilmiştir. Ölçümler 0,75 mm uzunluğundaki ana kol üzerinden farklı akımlar geçirilerek 77-300 K sıcaklık aralığında yapılmıştır. Örnek üzerinden geçen akıma dik bir şekilde 0,35 T manyetik alan uygulanmıştır. Şekil 4.8’de ANA14-B1, ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerine ait Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi verilmiştir. Tüm örneklerde mobilitelerin sıcaklığa bağlı davranışları benzerdir ve yüksek sıcaklıklarda mobiliteler çok fazla değişiklik göstermemektedirler. Örnek yapıları aynı olmasına rağmen, tüm

sıcaklık değerlerinde ANA14-B1 ve ANA14-B2 örneklerinin mobiliteleri ANA14-E1 örneğinin mobilitelerinden yüksektir. Bunun temel nedeni fabrikasyon kalitesi olarak düşünülebilir.



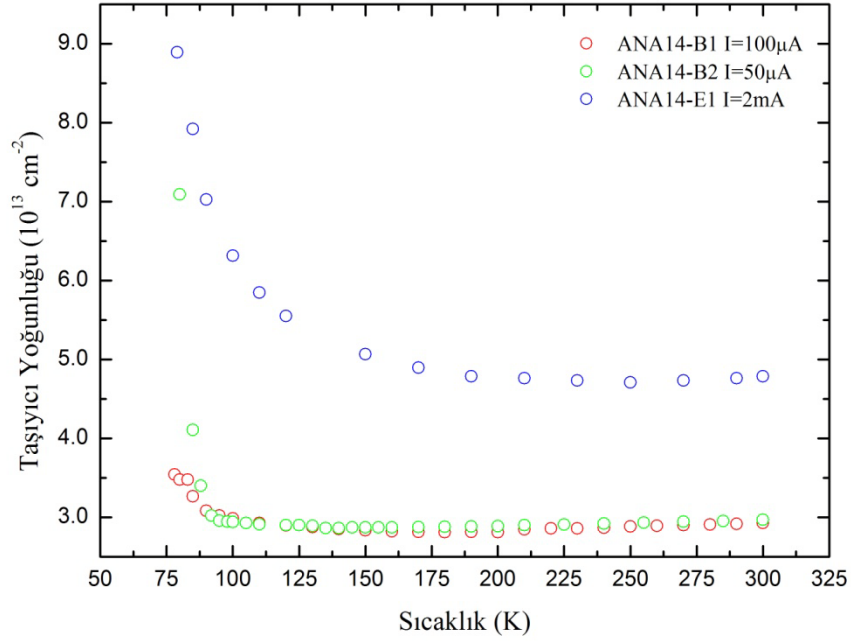
Şekil 4.8. ANA14-B1, ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerine ait Hall mobilitelerinin sıcaklığa göre değişimi

Düşük sıcaklıklarda ise ANA14-B2 örneğinin mobilitesi hızla artarken, diğer örneklerdeki artış görece olarak daha yavaştır. Düşük sıcaklıklarda örneklerin mobilitelerinin azalmanın nedeni genellikle iyonize safsızlık saçılmaları ve safsızlık iletiminin baskın olmasıdır. Ayrıca, iletkenlik bandı kenarında oluşan lokalize seviyeler iyonize safsızlık atomları gibi davranarak düşük sıcaklıklarda kuyu içerisindeki elektron mobilitelerini düşürmüştür. Düşük sıcaklık bölgesinde baskın olan lokalize seviyelerinde meydana gelen saçılmalar sıcaklığın artmasıyla etkisini azaltmıştır. Böylelikle artan sıcaklıkla mobiliteler yaklaşık 200 K'e kadar artmıştır. Bu sıcaklık değerinden sonraki sıcaklıklarda mobilitelerde yavaş bir azalma görülmüştür. Bunun nedeni optik fonon saçılmasının etkin olmasıdır,

ancak buradaki azalma fonon saçılmalarına ait ve sıcaklığa $T^{-3/2}$ şeklindeki bağımlılığına göre bir azalma söz konusu değildir.

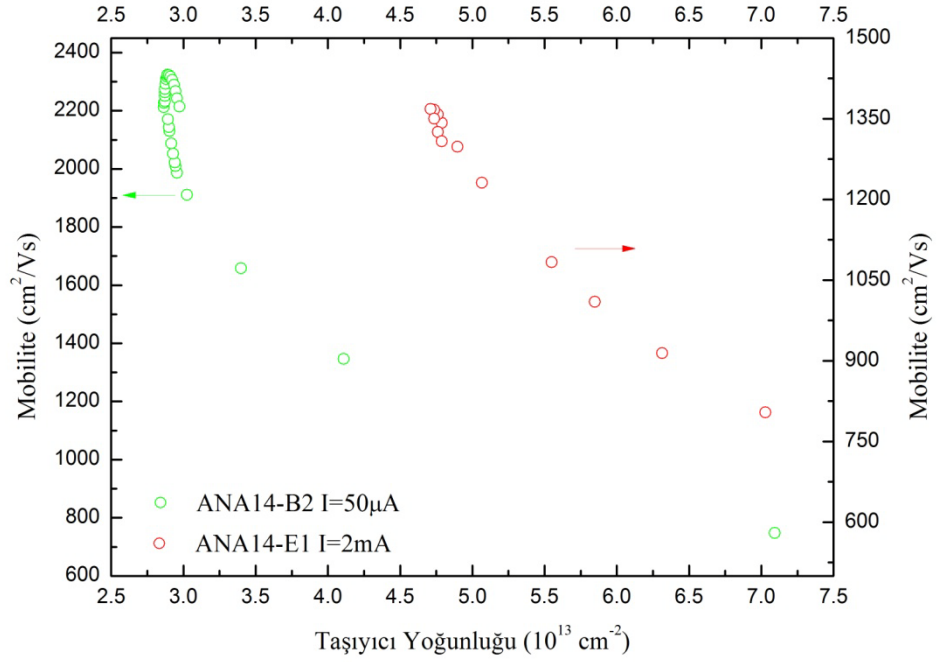
Kuyuların mobilite etkisi araştırılırken hem engel tabakadaki saçılma mekanizmaları hem de kuyulardaki saçılma mekanizmaları göz önüne alınmalıdır. Örneklerde kuyular katkılı olduğundan, kuyulardan kaynaklanan saçılmanın ana kaynağının kuyulardaki elektronlar ve verici atomlar olduğu kabul edilebilir. Bununla birlikte katkı miktarının fazla olması ve kulombik etkileşmeden dolayı, kuyulardaki elektronik perdeleme çok etkili olacaktır. Bu nedenle yapıdaki saçılma oranının daha çok engel tabakalardaki saçılmalarla belirlendiği söylenebilir. Ayrıca, kuyu içindeki elektronların yansımaya uğrayabileceklerinden, bu durum elektronların mobilitelerinde azalmaya neden olur. Son olarak, düşük sıcaklıklarda taşıyıcılar daha yavaş hareket ettiklerinden yüklü safsızlıklarla daha uzun süre etkileşirler. Sonuçta, sıcaklık azalırken safsızlık saçılması artar ve mobilite azalır.

Şekil 4.9’da görüldüğü gibi, düşük sıcaklıklarda her üç örnek için elde edilen sonuçlara göre 2B taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla azaldığı görülmektedir. ANA14-B1 ve ANA14-B2 örnekleri için taşıyıcı yoğunluğu 100 K’den itibaren sıcaklıktan bağımsız hale gelirken, ANA14-E1 örneği için ise yaklaşık 175 K’den sonra taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsız hale gelmektedir. Örneklerin yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahip olmaları nedeniyle metalik davranış sergilemekte ve taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıkla değişmemektedir. Görüldüğü gibi, her sıcaklıkta taşıyıcı yoğunluğu 10^{13} cm^{-2} mertebesinde.



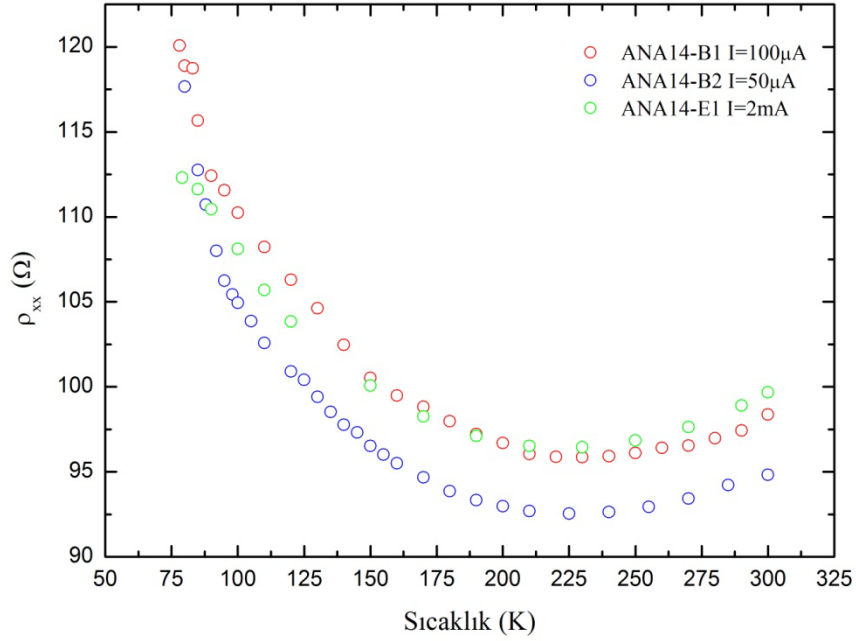
Şekil 4.9. ANA14-B1, ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerine ait 2B taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'da görüldüğü gibi, yük taşıyıcı yoğunluğunun ters orantılı olarak mobilitayı etkilemesi beklenen bir sonuçtur (Bkz. Bölüm 3.4.2). Mobilita ve yük taşıyıcı yoğunluğu arasındaki ilişkisinin daha belirgin görülmesi için, mobilitenin taşıyıcı yoğunluğu ile değişimi Şekil 4.10'da verilmiştir. Bu sonuçlara göre, örneğin sıcaklıkla 2B taşıyıcı yoğunluklarındaki azalışa, mobilitedeki artışın eşlik ettiği görülmektedir. Bundan dolayı, mobilitenin sıcaklıkla değişimi baskın olarak taşıyıcı yoğunluğunda ve bununla orantılı değişen iyonik saçılma merkezi yoğunluğundaki değişimden kaynaklandığı düşünülmektedir. Görüldüğü gibi, düşük taşıyıcı yoğunluğu değerlerinde mobilitede bir yığılma söz konusudur. Ancak, taşıyıcı yoğunluğu arttıkça mobilitede seyrekleşme belirgin hâle gelmektedir.



Şekil 4.10. ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerinde mobilite ile 2B elektron yoğunluğu değişimi

Şekil 4.11’de üç örnek için öz direncin sıcaklıkla değişimi görülmektedir. Burada üç örneğe ait öz direnç ile sıcaklığın değişimi benzerlik göstermektedir. 77 K’den itibaren yaklaşık 225 K’e kadar artan sıcaklıkla öz direnç azalmakta ve 225 K’den sonra ise artan sıcaklıkla artmaktadır. Bilindiği gibi, malzemenin öz direnci taşıyıcı yoğunluğuna ve taşıyıcı mobilitesine bağlıdır. Bu iki nicelik sıcaklıktan etkilendiğine göre öz direncin de sıcaklıktan etkilenmesi normaldir. Burada öz direnç değerleri oldukça yüksek olduğundan, örneklerin kuvvetli metalik davranış sergiledikleri söylenemez. Ayrıca, örneklerin öz dirençleri arasında kayda değer bir fark görülmemektedir.



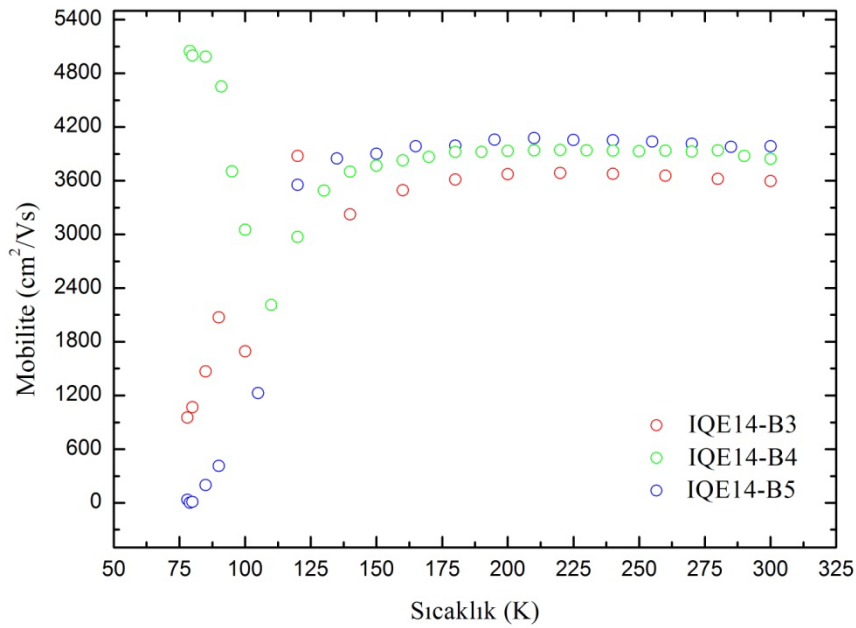
Şekil 4.11. ANA14-B1, ANA14-B2 ve ANA14-E1 örneklerine ait özdirencin sıcaklık ile değişimi

4.2.2. IQE14 kodlu örneklerin Hall ölçüm sonuçları

IQE14 kodlu örneklerin Hall olayı ölçümleri de 77-300 K sıcaklık aralığında yapılmıştır. ANA14 kodlu örnekler de olduğu gibi örnek yüzeyine 0,35 T'lık dik bir manyetik alan uygulanmıştır. Örneklerin ana kolları arasına 50 μA'lık akım sürülmüştür. Yapıları aynı olan üç örnek için Şekil 4.12'de mobilitenin, Şekil 4.13'de elektron yoğunluğunun ve Şekil 4.14'de ise özdirencin sıcaklığa göre değişimi verilmiştir.

Şekil 4.12'de görüldüğü gibi, IQE firmasında büyütülen ve fabrikasyonu Bilkent Üniversitesi'nde yapılan örneklerin mobiliteleri diğer örneklerle göre daha yüksektir. Ancak, yapıları aynı ve tabii tutuldukları litografik işlemler benzer olmasına rağmen, düşük sıcaklıklarda mobilitelerin farklı davranış sergilemeleri ilginç bir sonuçtur. Bu durumunun düşük sıcaklıklarda taşıyıcıların düzgün

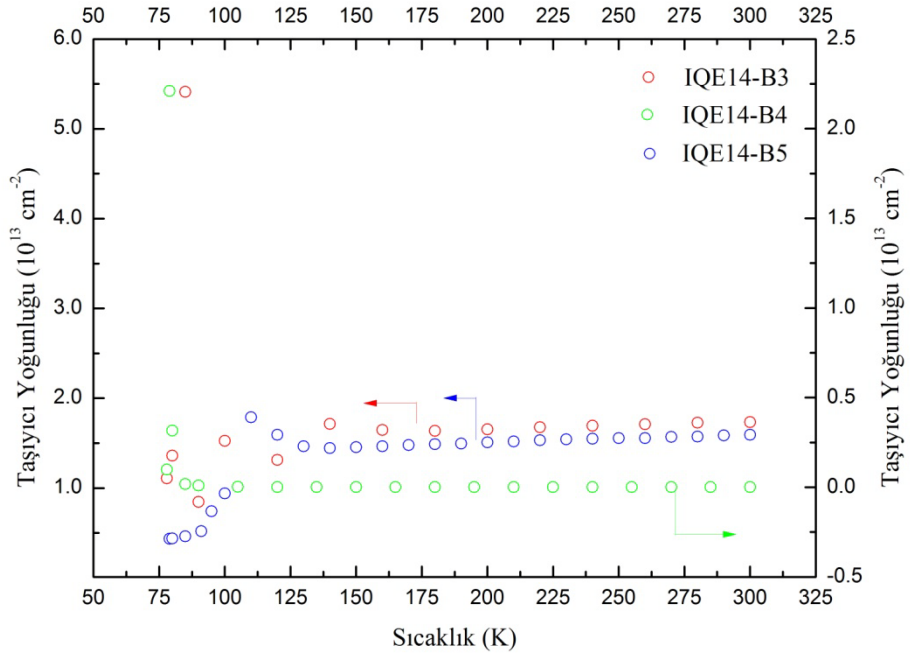
dağılım göstermemelerinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Yüksek sıcaklıklarda ise üç örneğin mobilitelerinin sıcaklığa bağlı davranışları benzer olmakla beraber, mobiliteler değeri birbirine çok yakındır. Yaklaşık 150 K'den itibaren sıcaklık düştükçe IQE14-B3 ve IQE14 örneklerinin mobiliteleri azalmaktayken, IQE14-B5 örneğinin mobilitesi yaklaşık 100 K'den itibaren azalan sıcaklıkla artmaktadır. Sıcaklık azalırken mobilitenin azalmasının nedeni, daha önce de belirtildiği gibi, iyonize safsızlık saçılması ve dolayısıyla safsızlık saçılmalarının baskın olmasıdır. 175 K'den itibaren her üç örneğin mobilitesi sıcaklıktan hemen hemen bağımsız hale gelmektedir. Yüksek sıcaklıklarda fonon etkileri devreye girdiğinden mobilitenin azalması beklenir, ancak burada böyle bir durum söz konusu değildir.



Şekil 4.12. Aynı akım değerleri için IQE14-B3, IQE14-B4 ve IQE14-B5 örneklerine ait mobilitelerin sıcaklıkla değişimi

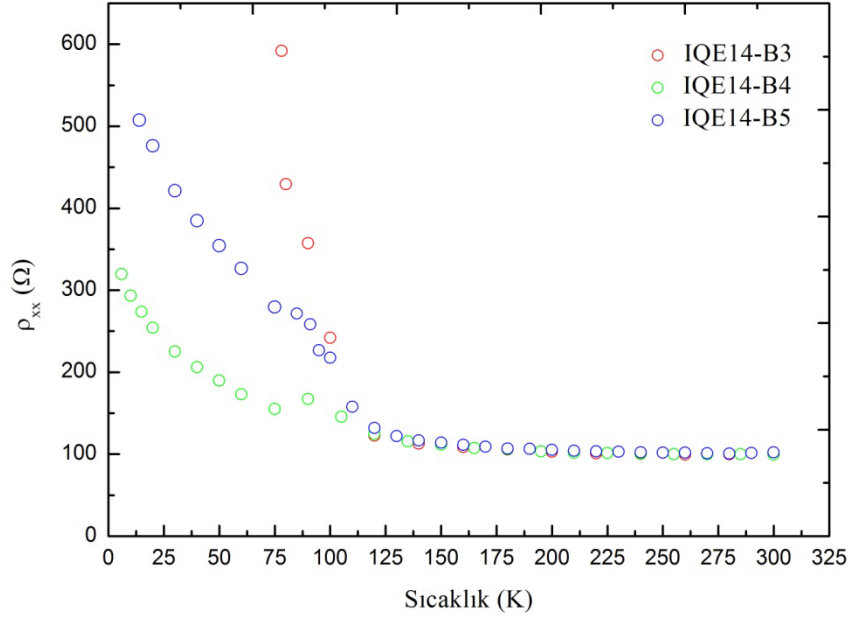
Şekil 4.13'de örneklere ait 2B taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi verilmiştir. Düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğunda belirli bir davranış yoktur. Ancak, IQE14-B5 örneğinin davranışı diğerlerine nazaran daha

stabildir. IQE14-B3 ve IQE14-B4 örneklerinin taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin 80-90 K aralığındaki ani yükselişinin nedeni tam olarak anlaşılamamıştır. Yüksek sıcaklarda ise, IQE14-B4 örneği için 90 K'den, IQE14-B5 örneği için 130 K'den ve IQE14-B3 örneği için 160 K'den itibaren taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsız hale gelmektedir. Bu da örneklerin yüksek sıcaklıkta metalik davranış sergilediklerini göstermektedir.



Şekil 4.13. Ana koldan sürülen aynı akım değerleri için IQE14-B3, IQE14-B4 ve IQE14-B5 örneklerine ait 2B taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.14'de üç örnek için öz direncin sıcaklığın fonksiyonu olarak değişimi verilmiştir. Düşük sıcaklıklarda öz direnç değerleri artan sıcaklıkla azalırken, 125 K'den itibaren yüksek sıcaklıklarda sıcaklıktan bağımsız olmakta ve aynı değerleri almaktadır.



Şekil 4.14. Ana koldan sürülen aynı akım değerleri için IQE14-B3, IQE14-B4 ve IQE14-B5 örneklerine ait öz dirençlerin sıcaklıkla değişimi

4.3. Manyetotaşınım Ölçümleri

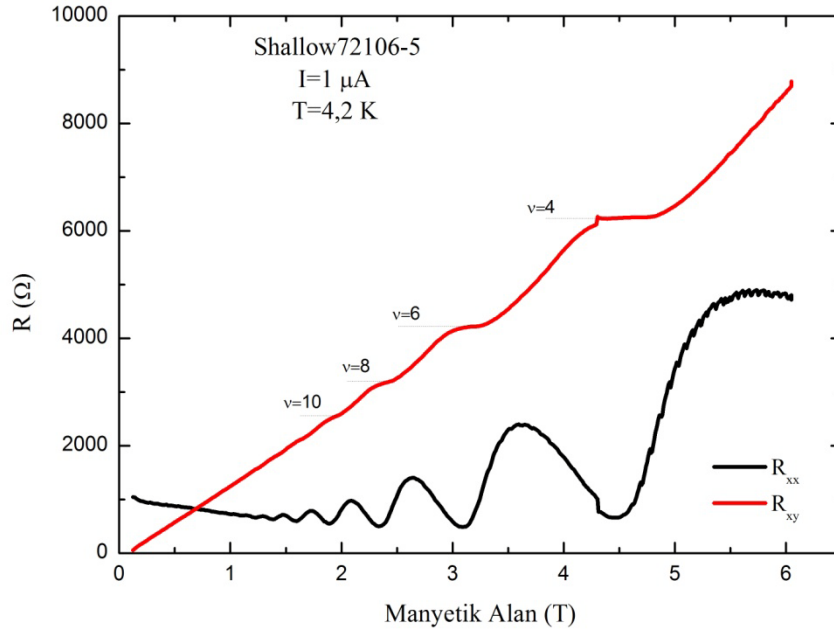
Bölüm 3.4.3’de belirtildiği gibi SdH osilasyonlarının gözlenmesi için ilk şart; örgü sıcaklığı yeterince düşük ve elektronların etkin kütlesi küçük olmalıdır ki Landau seviyeleri arasında meydana gelen termal geçişler göz ardı edilsin ($\hbar\omega_c \gg k_B T$ ve $\hbar\omega_c \ll E_F$). Ölçümlerin sıvı helyum sıcaklığında (4,2 K) yapıldığı göz önüne alınırsa termal enerjinin (yaklaşık 0,36 meV) Landau yarıma enerjisinden (yaklaşık 18 meV) oldukça küçük olduğu basitçe hesaplanabilir. Bu şartı sağladıktan sonra, ikinci olarak taşıyıcı dağılımı dejenere olmalıdır ($E_F \gg k_B T$), örnek yapılarına bakıldığında katkılama yoğunlukları bu şartı sağlayacak miktardadır. Son olarak, yapılardaki taşıyıcı mobilitesinin ve manyetik alan Landau kuantizasyonu için yeterince büyük olmalıdır ($\mu B \gg 1$). Çünkü bilindiği gibi SdH osilasyonlarının genlikleri elektron mobilitesine bağlıdır. Bu şart yüksek

mobilitelerinden dolayı, AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu yapılarda sağlanırken, GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu yapılarda sağlanamamaktadır.

4.3.1. AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu yapılarda manyetotaşınım ölçümleri

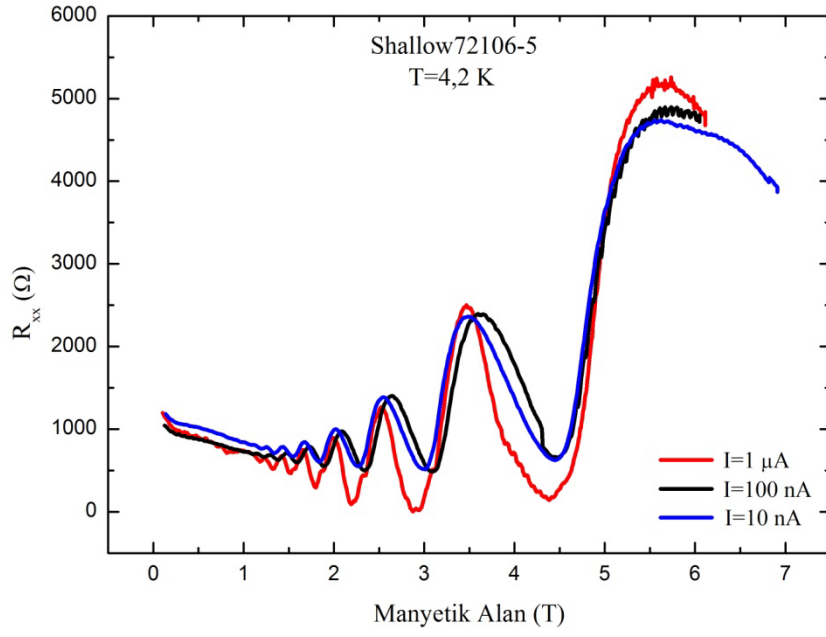
AlGaAs/AlAs kuantum kuyulu yapılarda yapıları aynı iken Hall kanalı genişlikleri farklı ($w=3-5 \mu m$) iki örnek için manyetotaşınım ölçümleri alınmıştır. Bu ölçümler inilebilen en düşük sıcaklıkta ($T=4,2 K$) alınmış olup, örneklerle farklı elektrik alan uygulanmıştır. Tüm ölçümlerde manyetik alan $0-6 T$ aralığında taranmıştır. Örneklerde sıcaklığa bağlı herhangi bir ölçüm alınmamıştır. Farklı elektrik alan değerlerinde alınan ölçümlerin düşük manyetik alanlarda SdH osilasyonları gözlenmiştir.

Şekil 4.15’de Shallow72106-5 örneği için boyuna (R_{xx}) ve Hall (R_{xy}) dirençlerinin manyetik alana bağlı değişimi verilmiştir. Bu sonuç $4,2 K$ sıcaklığında ve örneğin A-B kolları arasına $1 \mu A$ akım uygulandığında elde edilmiştir. Görüldüğü gibi, R_{xx} ’de meydana gelen SdH osilasyonlarının minimum yaptığı manyetik alan değerlerinde R_{xy} ’de Hall platoları meydana gelmektedir. Bu platolar doldurma faktörünün tam sayılı değerlerine (4, 6, 8 ve 10) karşılık gelmektedir. Bölüm 2.7’de bahsedildiği gibi Hall direnci platoları $R_{xy} = \frac{1}{v} \frac{h}{e^2} = \frac{25812}{v} \Omega$ ifadesinin tam değerlerinde oluşmaktadır. R_{xx} boylamsal direncin manyetik alanla yaptığı osilasyonların genliği artan manyetik alanla artmaktadır.

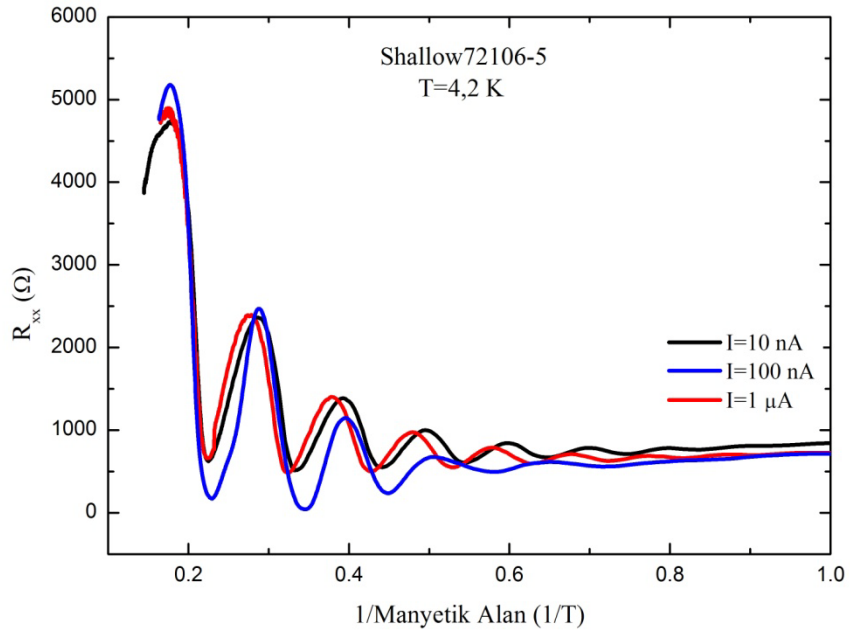


Şekil 4.15. Shallow72106-5 örneği için 4,2 K sıcaklığında boyuna ve Hall direncinin manyetik alanla değişimi

Şekil 4.16'da inilebilen en düşük sıcaklıkta örneğe farklı akım (ya da elektrik alan) uygulandığında elde edilen SdH osilasyonları verilmiştir. Burada farklı akımlar uygulanmasına rağmen SdH osilasyonlarının davranışı benzer olmakla beraber, genliklerinde ve periyotlarında belirgin bir farklılık göze çarpmamaktadır. Bu SdH osilasyonlar n . piktaki manyetik alanın tersine ($1/B_n$) karşılık pik numarası eğrisi çizilerek elde edilebilir. Bunun için, Şekil 4.17'de R_{xx} 'de meydana gelen osilasyonların manyetik alan değerlerinin tersi ile değişimi verilmiştir.

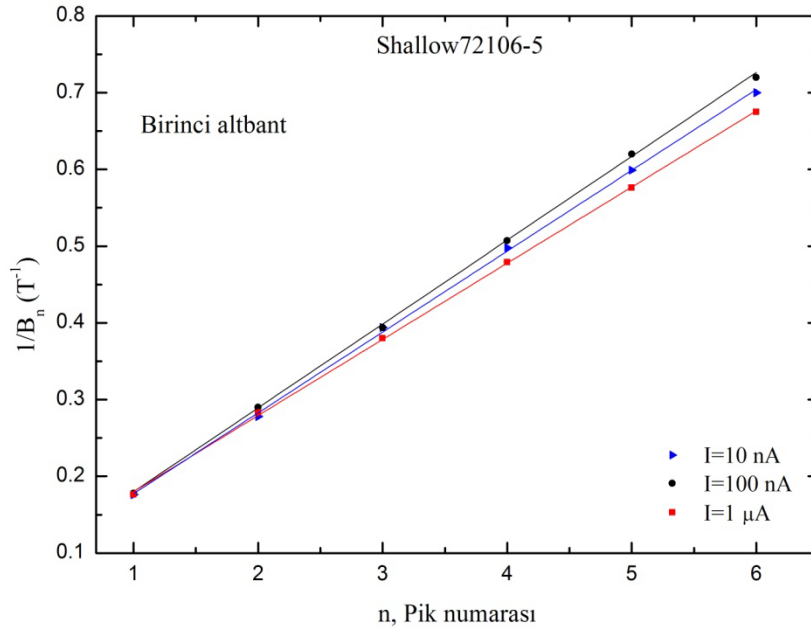


Şekil 4.16. Shallow72106-5 örneği için 4,2 K sıcaklığında uygulanan farklı akım değerlerinde elde edilen SdH osilasyonları



Şekil 4.17. Shallow72106-5 örneğinde 4,2 K 'de R_{xx} 'de oluşan SdH osilasyonlarının manyetik alanın tersi ile değişimi

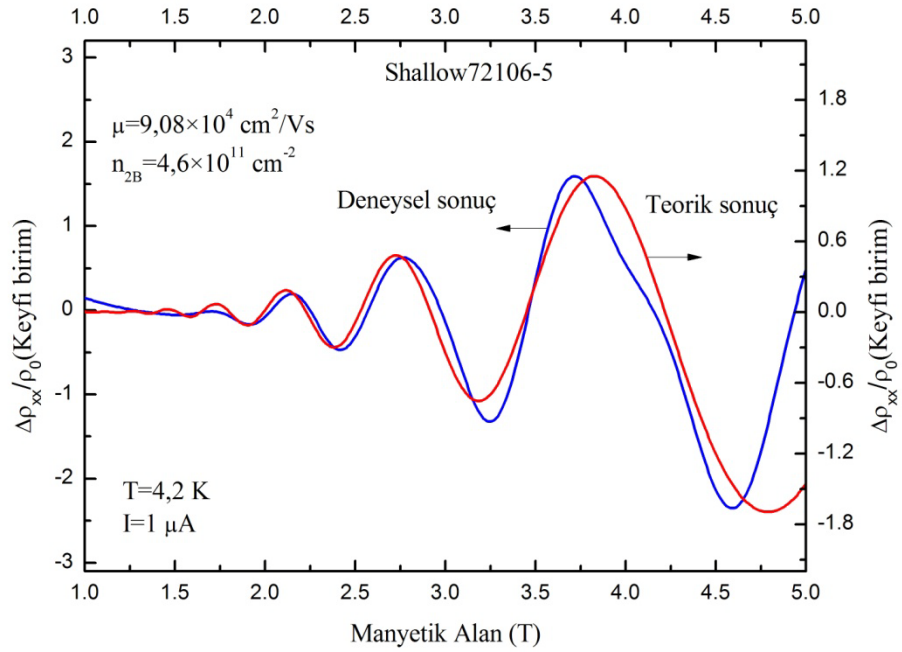
Şekil 4.18’de ise üç farklı elektrik alan değeri için n pik numarasına karşılık gelen $1/B_n$ değerlerinin grafiği verilmiştir. Görüldüğü gibi değişim doğrusaldır. Bu da osilasyonlara katılan elektronların sadece bir alt bantta bulunduklarını gösterir. Bu doğruların eğimi ise osilasyonların periyodunu verir. Elde edilen periyotlar yardımıyla Denklem (3.10) kullanılarak birinci altbantta bulunan $2B$ elektron yoğunluğu ve birinci altbant enerjisi ile Fermi enerjisi arasındaki fark bulunmuştur (Çizelge 4.1). Çizelge 4.1’de ayrıca deneysel ve deneysel verilerin teorik olarak Denklem (3.9) ile fit edilmesiyle elde edilen $2B$ elektron yoğunluğu ve mobilité değerleri verilmiştir. Ayrıca, farklı elektrik alan değerleri için elde edilen SdH osilasyonlarının periyotları da görülmektedir. Şekil 4.19’da deneysel sonuçlar ve uygun aygıt parametreler (3.9) denklemi kullanarak bu deneysel sonuçlar ile fit edilen teorik sonuçlar verilmiştir.



Şekil 4.18. Shallow72106-5 örneği için n . pik numarasına karşılık $1/B_n$ değerlerinin değişimi

Çizelge 4.1. Shallow72106-5 örneği için deneysel olarak (Klasik Hall olayı ifadeleri kullanılarak), SdH osilasyonlarının periyodikliği ile (Denklem (3.10) kullanılarak) ve Denklem (3.9) ile fit edilerek elde edilen örnek parametreleri

	Deneysel sonuç		(3.10) Denkleminde			(3.9) Denklemi ile fit	
Akım	μ (10^4 cm^2/Vs)	n_{2B} (10^{11} cm^{-2})	$\Delta(1/B)$ (T^{-1})	n_{2B} (10^{11} cm^{-2})	$E_F - E_1$ (meV)	μ (10^4 cm^2/Vs)	n_{2B} (10^{11} cm^{-2})
10 nA	21,38	4,64	$0,1053 \pm 0,0011$	4,59	5,79	22	4,69
100 nA	24,85	4,95	$0,1092 \pm 0,00342$	4,88	6,15	24,8	4,91
1 μA	9,1	4,76	$0,0992 \pm 0,0007$	4,43	5,58	9,08	4,75

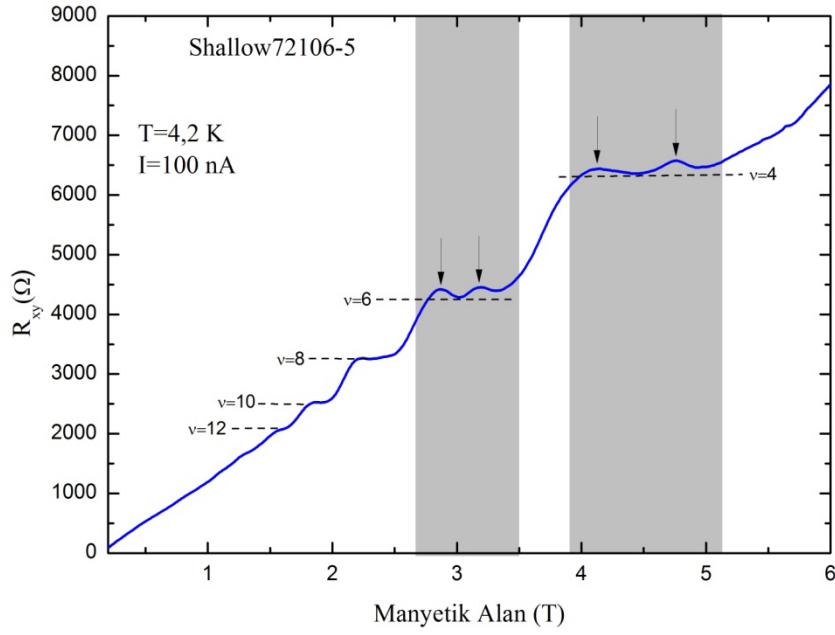


Şekil 4.19. Shallow72106-5 örneği için deneysel sonuçların (3.9) denklemi ile fit edilmesiyle elde edilen teorik sonuçlar

Çizelge 4.1’de verilen değerler bakıldığında farklı yöntemler kullanılarak her üç akım değerinde elde edilen 2B elektron yoğunluğu değerlerinin hemen hemen aynı olduğu görülmektedir. Bu örneğe uygulanan akımın kuyuda bulunan 2B elektronların yoğunluğunu değiştirmediği sonucunu verir. $E_F - E_1$ değerini

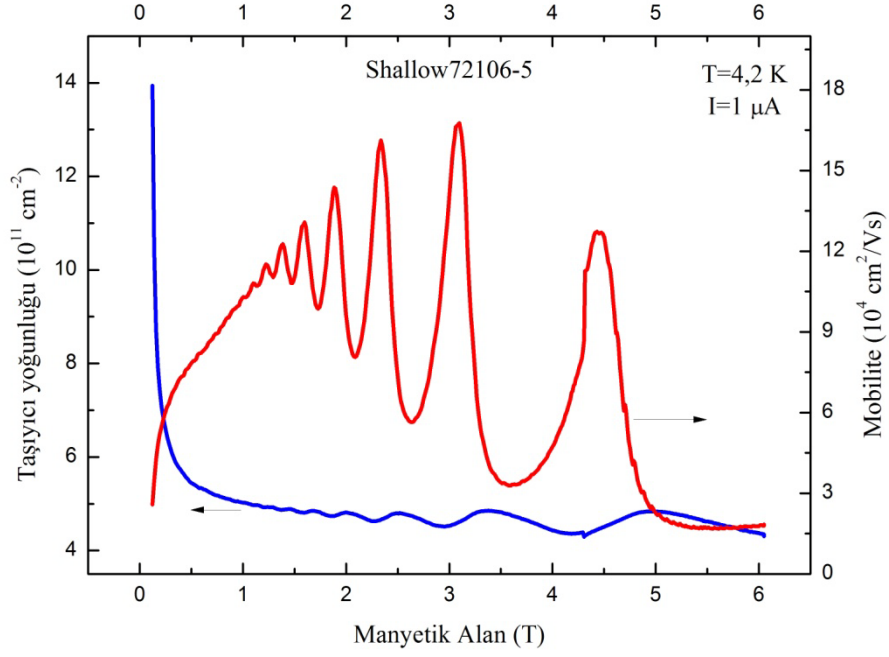
bulmak için (3.10) denklemindeki etkin kütle için $0,19m_e$ (AlAs kuyulu yapılarda enine etkin kütle) değeri alınmıştır. Çünkü burada X vadisinde bulunan elektronların taşınımına katkıda bulunacakları düşünülmektedir [7]. Öte yandan, 10 nA ve 100 nA akım değerlerinde elde edilen taşıyıcı mobilitesi değerleri birbirine yakın bulunurken, 1 μ A için elde edilen taşıyıcı mobilitesi görece olarak daha düşüktür. Normalde örneğe uygulanacak akım mobilitayı etkilemeyecek şekilde belirlenir. Uygulanan akımın artırılması elektron yoğunluğunu etkilemezken mobilitayı önemli derecede etkilemektedir. Ayrıca, her akım değeri için ayrı ayrı düşünüldüğünde deneysel ve teorik olarak elde edilen mobilita değerlerinin birbirine çok yakın olduğu söylenebilir.

Şekil 4.20’de Shallow72106-5 için 4,2 K sıcaklığında 100 nA akım uygulandığında elde edilen Hall direncinin manyetik alan ile değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi, doldurma faktörünün tam sayı aldığı değerlerde (4, 6, 8, 10 ve 12) Hall direncinde platolar oluşmaktadır. Benzer platolar 1 μ A akım uygulandığında da elde edilmişti, fakat burada doldurma faktörü 4 ve 6 platolarında ani artışlar meydana gelmektedir. Hall direncinde pik şeklinde meydana gelen bu ani artışların sebebi overshooting (dirence meydana gelen omuzlaşma) etkisidir. Literatürde MOSFET yapısı [100] ile GaAs/AlGaAs heteroyapılarında [100-104] overshooting etkisi ile ilgili birçok çalışma yapılmıştır. Ayrıca p-Si/SiGe yapılarında da bu etkiye rastlanmıştır [105]. Bu çalışmalarda bu etkinin nedeni farklı teorik öngörülerle açıklanmaktadır. Shallow72106-5 örneğinde görülmesinin nedeni ise bir önceki Hall platosundan gelen katkılardır [104].



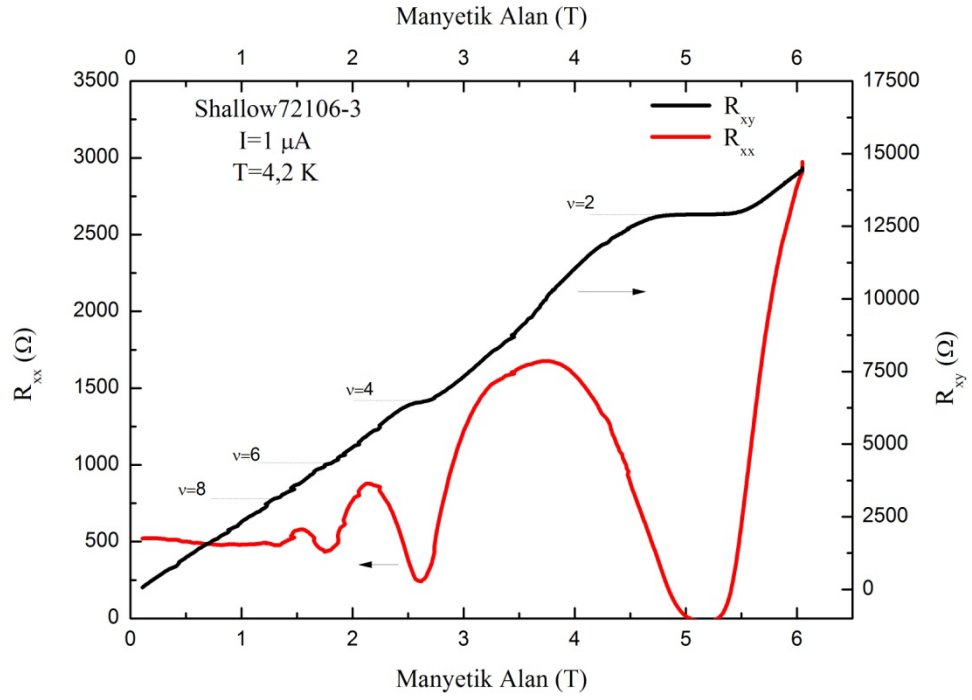
Şekil 4.20. Shallow72106-5 örneği için 4,2 K sıcaklığında 100 nA akım uygulandığında oluşan Hall direnci platoları ve overshooting etkisi

Son olarak, Şekil 4.21’de Shallow 72106-5 örneği için elektron yoğunluğu ve taşıyıcı mobilitesinin manyetik alana bağlı değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi uygulanan manyetik alana bağlı olarak değişmektedir. 0-0,5 T manyetik alan aralığında taşıyıcı yoğunluğu hızla azalmakta, 0,5-1 T aralığında azalma görece olarak yavaşlamakta ve 1-6 T aralığında ise osilasyonlar yapmaktadır. Manyetik alan arttıkça osilasyonların genliği ve periyodu artmaktadır. mobilite ise, 0-0,5 T manyetik alan aralığında hızla artmakta, 0,5-1 T aralığında görece olarak artış yavaşlamakta ve 1-6 T aralığında ise artan manyetik alanla osilasyonlar yapmaktadır. Yine burada artan manyetik alanla osilasyonların genliği ve periyodu artmaktadır.



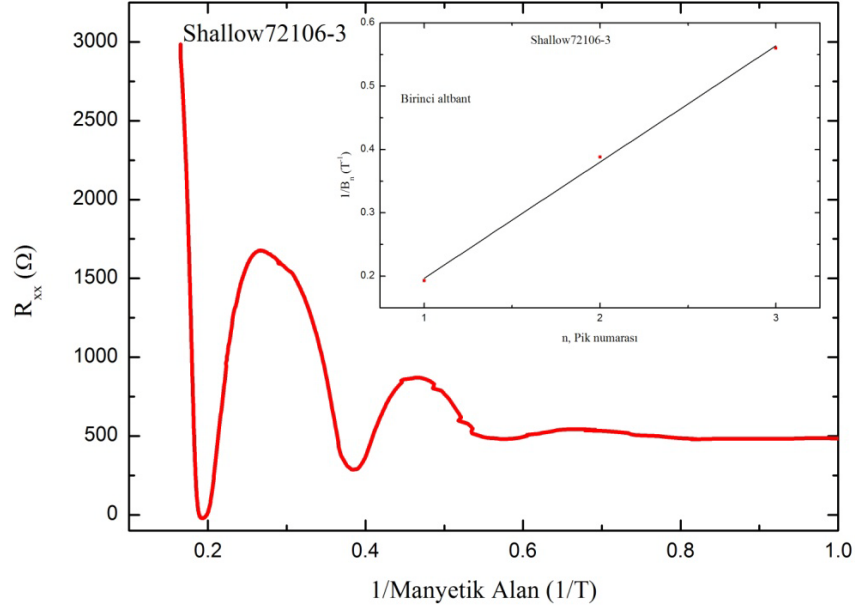
Şekil 4.21. Shallow72106-5 örneği için 4,2 K’de taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitenin manyetik alanla değişimi

Şekil 4.22’de Shallow72106-3 örneği için boyuna ve Hall dirençlerinin manyetik alanla değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi, Hall direnci belli manyetik alan değerlerinde platolar oluşturmaktadır. Doldurma faktörünün 2, 4, 6 ve 8 platolarına karşılık gelen boyunda direnç değerlerinde oluşan osilasyonların minimumlarına karşılık gelmektedir. Ancak, doldurma faktörü 2 platosuna karşılık gelen manyetik alan değerinde Hall direnci sıfır olmuştur. Ayrıntıları Bölüm 2.7’de verilen bu etki tam sayılı kuantize Hall etkisidir ve burada yapı metal benzeri (metal-like) davranmaktadır. Önemle belirtilmelidir ki, direncin sıfır olması yapının süperiletken olarak davrandığını göstermez.

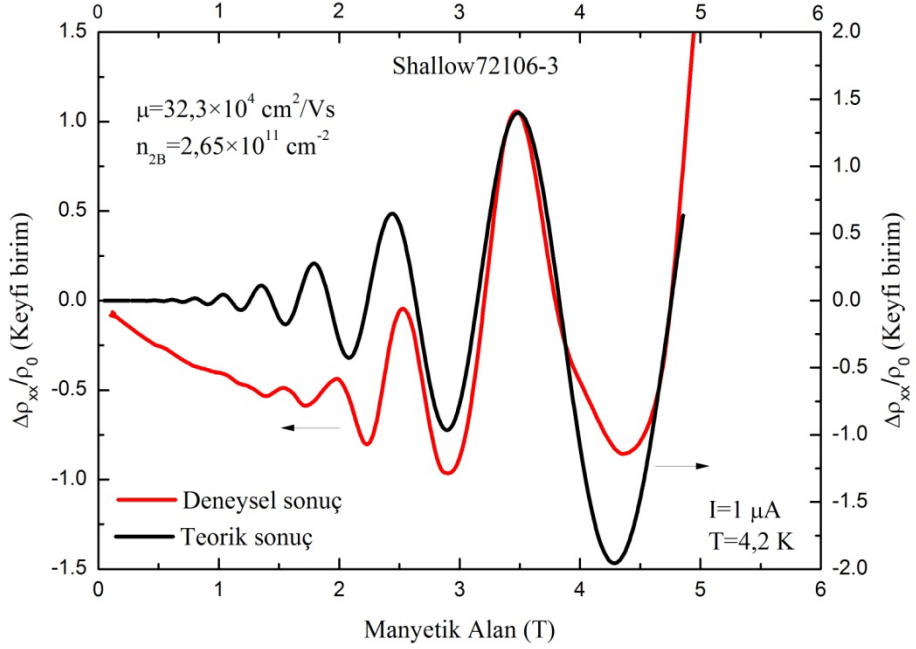


Şekil 4. 22. Shallow72106-3 örneğini boyuna ve Hall dirençlerinin manyetik alanla değişimi

Şekil 4.23, Shallow72106-3 örneğinde boyuna direncin manyetik alanın tersiyle oluşan periyodiklik ve n pik numarasına karşılık manyetik alanın tersi ile oluşan eğriyi göstermektedir. Oluşan eğri doğrusal olduğundan 2B elektronların tamamının birinci altbantta olduğu söylenebilir. Bu eğrinin eğimini (3.10) denkleminde kullanılması ile elde edilen 2B elektron yoğunluğu $2,64 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ve $E_F - E_I$ değeri 3,32 meV olarak bulunmuştur. Şekil 4.24'te ise denklem (3.9) ile elde edilen fit verilmiştir. Bu teorik fitten elde edilen 2B elektron yoğunluğu $2,65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ve mobilite $\mu = 32,3 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 'dir. Deneysel ve teorik olarak elde edilen 2B elektron yoğunlukları oldukça uyumludur. Yine burada da denklem (3.10) verilen etkin kütle değeri olarak $0,19m_e$ alınmıştır.



Şekil 4.23. Shallow72106-3 örneği için R_{xx} 'in manyetik alanın tersiyle değişimi

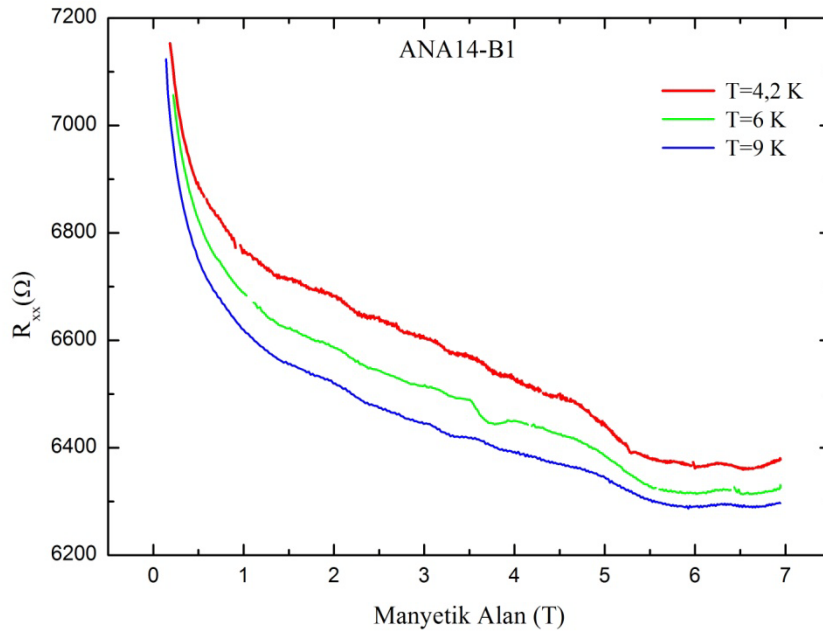


Şekil 4.24. Shallow72106-3 örneği için deneysel sonuçların (3.9) denklemi ile fit edilmesiyle elde edilen teorik sonuç

4.3.2. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu yapılarda manyetotransistör ölçümleri

4.3.2.1. ANA14-B1 kodlu örneğin ölçüm sonuçları

Şekil 4.25’de farklı sıcaklıklarda A-B kollarına 1 μ A akım uygulanarak ANA14-B1 örneği için boyuna direncin manyetik alanla değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi R_{xx} , 1 K sıcaklık dışındaki sıcaklıklarda benzer davranışı sergilemektedir. Bu sıcaklıklarda boyuna direnç manyetik alanla azalırken, 1 K’de iki osilasyon minimumu yapmıştır. 2B elektron yoğunluğu içi Hall ölçümünden elde edilen değer $2,73 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ olarak bulunmuştur. Bu örnekte kullanılan alttaşı katkısız ve ıslak aşındırma derinliği alttaşa kadar olsa bile klasik Hall olayı ölçümlerinden 2B elektron yoğunluğunun tam değeri bulunamaz. Çünkü klasik Hall ölçümü sonuçları kuantum kuyular ile engel tabakalar arasındaki paralel iletkenliği verir. 2B elektron yoğunluğunun tam değerini bulabilmek için SdH osilasyonlarının gözlenmesi gerekir.



Şekil 4.25. ANA14-B1 örneği için farklı sıcaklıklarda boyuna direncin manyetik alanla değişimi

Daha önce de belirtildiği gibi, bu ölçümlerin elde edilebilmesi için Landau kuantizasyonunun termal enerjiden büyük olması yani oldukça düşük sıcaklıkta yapılması gerekir. Manyetodirenç ölçümü yapılan tüm sıcaklıklarda bu şart sağlanmasına rağmen, mobilitenin yüksek olması şartı sağlanamamaktadır. Çizelge 4.2’de ANA14-B1 örneği için 0,5 T manyetik alan altındaki manyetodirenç ölçümleri sonucunda elde edilen aygıt parametrelerini görülmektedir. Burada τ_t taşınım ömrü olup klasik Drude teorisinden elde edilmiştir.

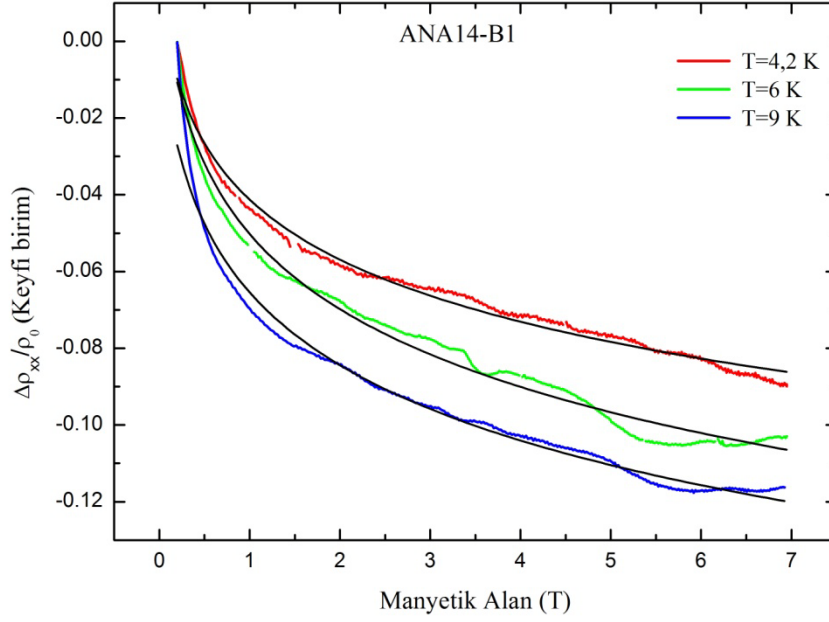
Çizelge 4.2. ANA14-B1 örneği için farklı sıcaklıklarda deneysel ve (3.9) denklemiyle fit edilerek elde edilen (Şekil 4.26) manyetodirenç ölçüm sonuçları kullanılarak elde edilen örnek parametreleri

	Deneysel sonuçlar			(3. 9) denklemiyle fit edilen sonuçlar		
Sıcaklık (K)	n_{2B} (10^{12} cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	τ_t (10^{-10} s)	n_{2B} (10^{12} cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	τ_t (10^{-10} s)
4,2	2,57	1324	5,03	2,1	1400	5,32
6	2,34	1466	5,57	2,05	1430	5,44
9	2,4	1443	5,48	2,2	1490	5,67

Kuyudaki 2B elektron yoğunluğunun yüksek olması daha fazla etkileşime neden olmaktadır. Ayrıca, hem verici atomlar hem de serbest elektronların kuyu içerisinde olmaları, verici atomlar ile elektronlar arasındaki kulombik etkileşmenin artmasına neden olur. Dolayısıyla, iletme katkıda bulunan elektron sayısı az olur ve böylelikle taşınım mobilitelerinin küçük olması beklenir. Çizelge 4.2’de farklı sıcaklıklar için verilen taşıyıcı mobilitelerinin oldukça düşük olduğu görülür. Ayrıca, Çizelge 4.2’de verilen örnek parametrelerinin sıcaklığa bağlı değerlerinde tutarlılık olmaması dikkati çekmektedir.

Şekil 4.26’de farklı sıcaklıklar için deneysel öz direnç değişimleri ile (3.9) denklemi kullanılarak elde edilen teorik fitler görülmektedir. Burada sonuçların uyumlu olması için (3.9) denkleminde belirli 2B elektron yoğunluğu ve quantum mobilitesi değerleri için üst üste bindirilmiştir. Örneğin 4,2 K için, teorik ve

deneysel uyumdan elde edilen 2B elektron yoğunluğu $2,1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve mobilite $\mu=1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 'dir. Bu bağlamda deneysel ve teorik sonuçların oldukça uyumlu olduğu söylenebilir. Bu hesaplamalarda GaAs kuantum kuyu içindeki elektronlar için etkin kütle $0.067m_e$ olarak alınmıştır.



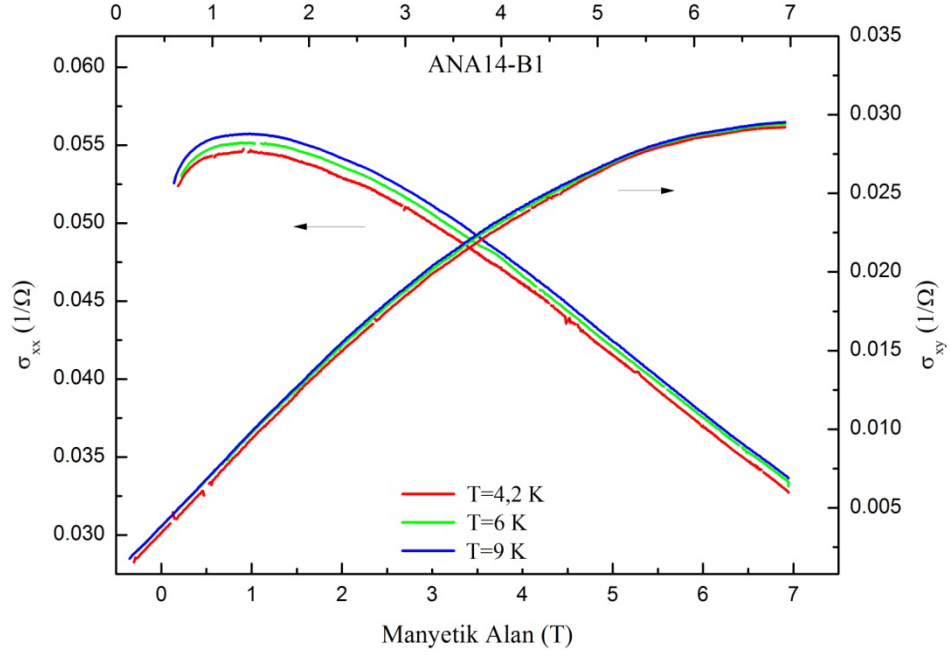
Şekil 4.26. ANA14-B1 örneği için farklı sıcaklıklarda $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ değişiminin deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması. Burada ρ_0 manyetik alan olmadığında elde edilen boyuna öz dirençtir

Şekil 4.26’da görüldüğü gibi $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ ’ın manyetik alanla değişimi negatif değerler almaktadır. O halde, bu örnek için negatif manyetodirenç söz konusudur. Temel yarıiletkenler fiziği pozitif manyetodirenç etkisini öngörür, ancak düşük manyetik alanlarda ve düşük sıcaklıklarda (tipik olarak sıvı helyum sıcaklığının altında) teorik olarak negatif manyetodirenç etkisinin nedeni zayıf lokalizasyondur [106]. Diğer bir çalışmada, bu etkinin zayıf lokalizasyondan ya da elektronlar arasındaki Coulomb etkileşmesinden kaynaklandığı söylenmektedir [107]. Negatif manyetodirenç düşük manyetik alan limitinde gözleniyorsa yani $w_c\tau_0 \ll 1$ (burada τ_0 manyetik alansız durumda saçılma zamanıdır) durumunda bu

etkinin nedeni lokalizasyondur. Ancak, $w_c\tau_0 \gg 1$ olduğunda ise bu etkinin nedeni hareketli elektronlar arasındaki kulombik etkileşmedir. Negatif manyetodirenç etkisi GaAs/AlGaAs [107, 108] yapılarında gözlenmekle beraber, p-Ge/Ge_{1-x}Si_x [109], InAs/AlGaAs [110], InGaAs/InP [111] ve InP [112] yapılarında da gözlenmiştir. Bu örnek için elde edilen sonuçlarda yüksek manyetik alan değerleri kullanıldığından (yani $w_c\tau_0 \gg 1$ limiti sağlandığından), burada negatif manyetodirenç etkinin sebebinin elektronlar arasındaki etkileşme olduğu söylenebilir.

Zayıf lokalizasyon düşük sıcaklıklarda düzensizliklerin fazla olduğu elektronik sistemlerde gözlenen bir kuantum etkidir. Genel anlamda lokalizasyon bir potansiyel altındaki elektronun özelliğinden kaynaklanmakta ve zayıf manyetik alan limitinde negatif manyetodirence neden olmaktadır. Burada sözü edilen zayıf manyetik alan limiti, Landau düzeyi yarılmalarının Landau düzeyi genişlemelerinden küçük olması durumudur. Bu koşul manyetik alan altında siklotron hareketi yapan elektronların periyodunun durulma zamanından (relaxation time) küçük olmasını gerektirir. Böylece elektronlar siklotron hareketini tamamlamadan durulmuş olurlar.

Şekil 4.27’de bu örnek için elektriksel ya da boylamsal (σ_{xx}) ve Hall iletkenliklerinin (σ_{xy}) manyetik alanla değişimi verilmiştir. Farklı sıcaklıklarda elde edilen elektriksel iletkenliğin manyetik alanla değişimleri benzer davranışı sergilemektedir. Aynı durum Hall iletkenliği için de geçerlidir. Görüldüğü gibi, elektriksel iletkenlik 0-0,5 T arasında artmakta, 0,5-1 T arasında değişim yavaşlamakta ve 1 T’den sonra ise lineer olarak azalmaktadır. Hall iletkenliği ise manyetik alan ile artmaktadır. Farklı sıcaklıklar için, düşük manyetik alan değerlerinde birbirine yakın değerler alırken, yüksek manyetik alan değerlerinde hemen hemen aynı değerleri almaktadır. Burada elektriksel ve Hall iletkenliklerinin manyetik alana göre farklı davranışlar sergilediği açıktır.

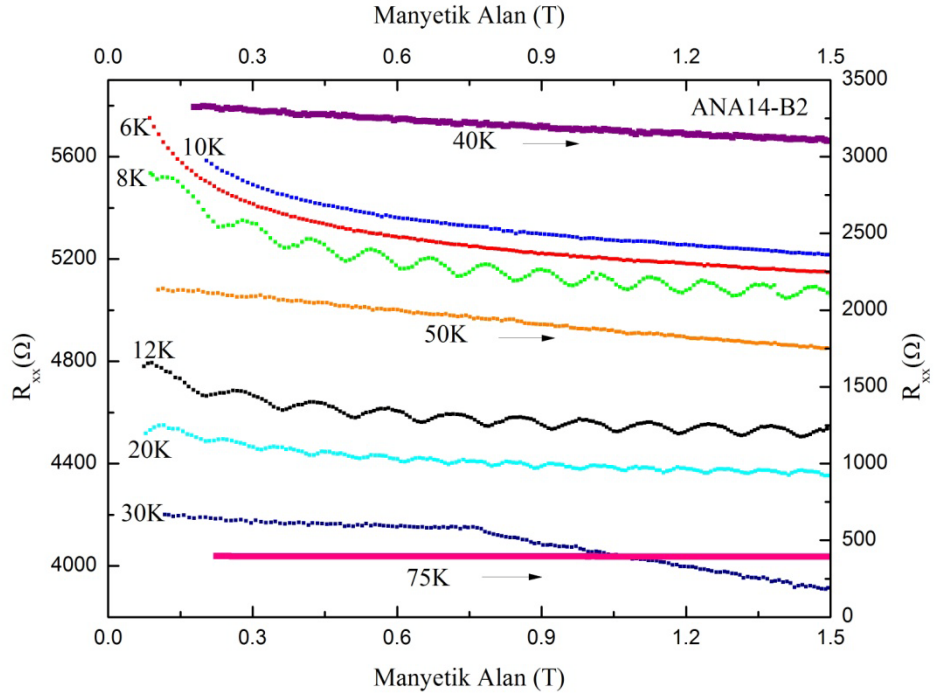


Şekil 4.27. ANA14-B1 örneği için farklı sıcaklıklarda elektriksel ve Hall iletkenliklerinin manyetik alana göre değişimi

4.3.2.2. ANA14-B2 kodlu örneğin ölçüm sonuçları

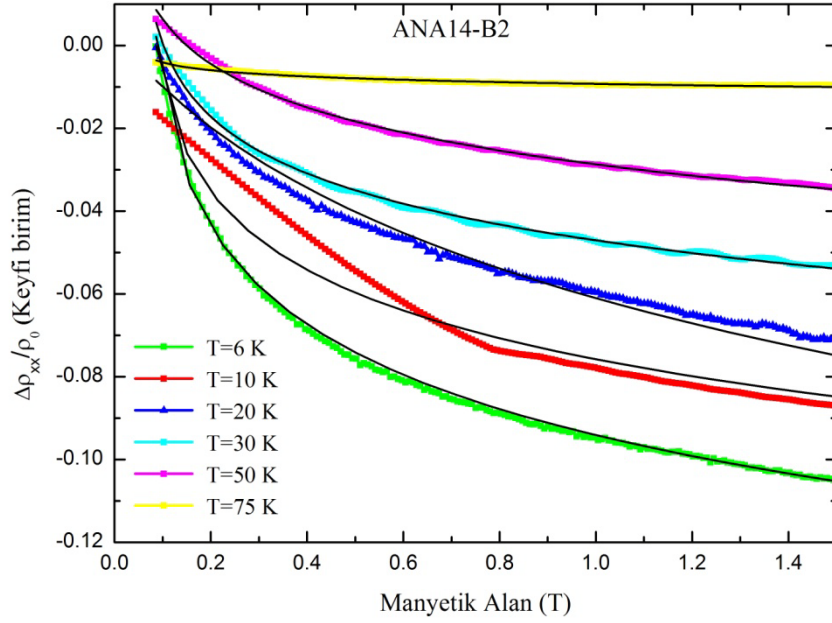
Şekil 4.28’de farklı sıcaklıklarda örneğin boyuna direncinin manyetik alanla değişimi verilmiştir. Ölçümler esnasında örneğin AB kolları arasına 50 μA ’lık akım sürülmüş olup, manyetik alan 0-1,5 T aralığında taranmıştır. Görüldüğü gibi düşük sıcaklıklarda ve düşük manyetik alanda boyuna dirençteki azalma logaritmiktir, manyetik alan arttıkça azalma hızı yavaşlamakta ve lineer olmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda boyuna dirençte meydana gelen azalma lineer ve görece olarak yavaşlamakta iken 75 K’de ise sabit kalmaktadır. Ayrıca, sıcaklık arttıkça boyuna direncin azaldığı görülmektedir. Son olarak, bazı sıcaklık değerlerinde boyuna dirençte osilasyonlar meydana gelmektedir. Bu osilasyonlar SdH osilasyonları olmayıp sıcaklık kontrolü esnasında meydana gelen sıcaklık

dalgalanmalarından kaynaklanmaktadır. Bu da boyuna direncin sıcaklıktan etkilendiğini göstermektedir.



Şekil 4.28. ANA14-B2 örneği için farklı sıcaklıklarda boyuna direncin manyetik alanla değişimi

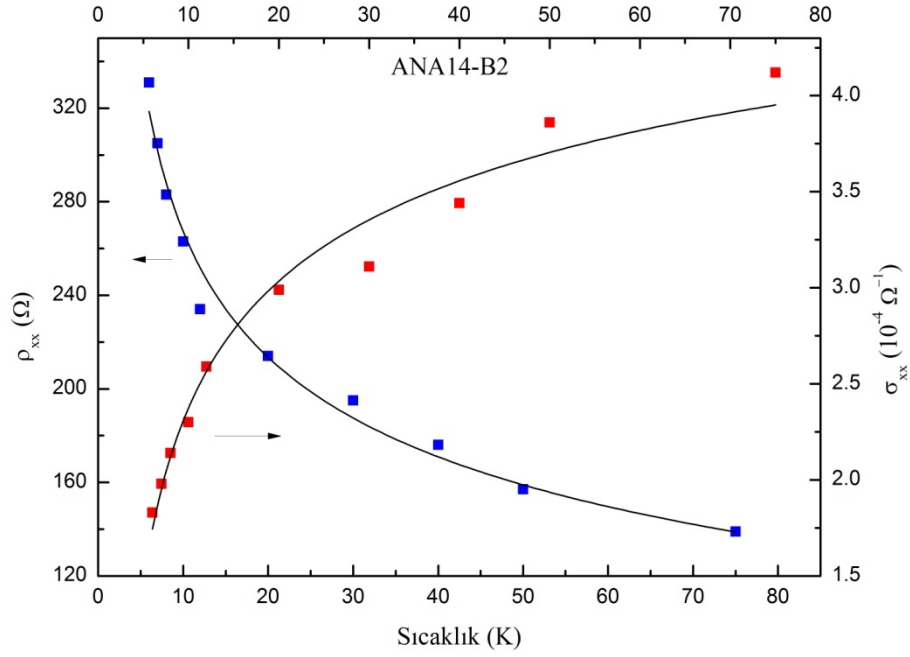
Şekil 4.29’da ANA14-B2 örneği için farklı sıcaklıklarda boylamsal öz direncin manyetik alanla değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi, bazı sıcaklıklarda ANA14-B1 örneğinde ortaya çıkan negatif manyetodirenç etkisi söz konusudur. Verilen sonuçlardan 6 K için bulunan değerleri klasik Drude teorisinde kullanarak elde edilen saçılma zamanı $1,26 \times 10^{-14}$ s’dir. O halde, düşük manyetik alan için $w_c \tau_0$ değeri 0,033 olarak bulunur. Bu değer $w_c \tau_0 \ll 1$ şartını sağladığı için buradaki negatif manyetodirenç etkinin nedeninin zayıf lokalizasyon olduğu söylenebilir. Sıcaklık arttıkça öz dirençteki azalma yavaşlamakta ve 75 K’de negatif manyetodirenç özelliği kaybolmaktadır. Daha önce belirtildiği gibi, negatif manyetodirenç etkisi düşük sıcaklıklarda ortaya çıkmaktadır.



Şekil 4.29. ANA14-B2 örneği için farklı sıcaklıklarda $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 'nin manyetik alanla değişimi

Ayrıca, Şekil 4.29'da her sıcaklık değeri için elde edilen deneysel sonuçların (3.10) denklemi ile fit edilmesi sonucu bulunan eğriler de (siyah sürekli çizgiler) görülmektedir. Daha önde de belirtildiği gibi, bu uyumlu eğrilerin elde edilmesi için gerekli yapı parametreleri teorik olarak bulunmuştur. Örneğin; 6 K için verilen sonu deneysel ve teorik sonuçların üst üste çakıştırılmasıyla elde edilen 2B elektron yoğunluğu $n_{2B}=1,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve mobilite ise $\mu=8700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 'dir. Klasik Hall ölçümünden elde edilen değerler ise $n_{2B}=1,06 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $\mu=5703 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ şeklindedir. $\mu=e\tau_e/m^*$ ifadesinden elde edilen taşıyıcıların elastik çarpışma zamanı $3,3 \times 10^{-14} \text{ s}$ olarak bulunmuştur.

Şekil 4.30'da örneğe ait boyuna öz direncin sıcaklıkla ve sıcaklığın tersiyle değişimi verilmiştir. Burada örneğe uygulanan akım $50 \mu\text{A}$ 'dir. Görüldüğü gibi, boyuna öz direnç artan sıcaklıkla azalmaktadır. Bilindiği gibi, elektriksel direnç (ya da öz direnç) sıcaklıkla $\rho_{xx} \propto T^{-3/2}$ şeklinde değiştiğinden, bu uyum parametresi yani $T^{-3/2}$ ile elde edilen deneysel ve teorik sonuçlar uyumlu çıkmaktadır. Ayrıca burada elektriksel direncin 1000/Sıcaklık ile değişimi de verilmiştir.

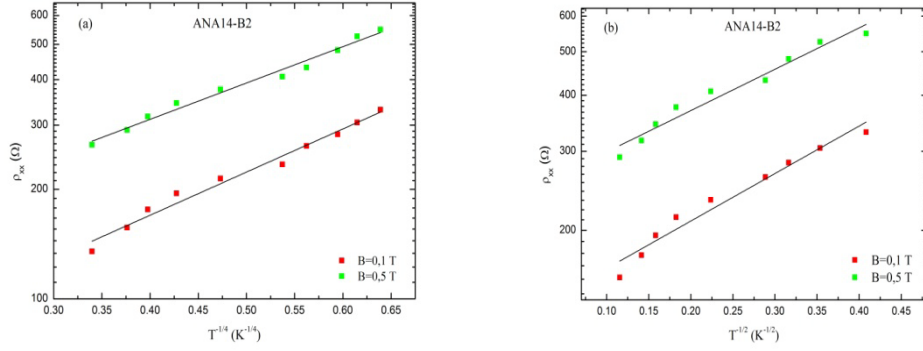


Şekil 4.30. ANA14-B2 örneği için elektriksel özdirencin ve iletkenliğin sıcaklıkla değişimi ve bu parametrelerin sıcaklığa bağlı olarak teorik fitleri

Şekil 4.31’de bu örnek için farklı manyetik alan değerlerinde boylamsal özdirencin $T^{-1/4}$ ve $T^{-1/2}$ ile değişimi verilmiştir. Sıcaklığın $(-1/4)$. ve $(-1/2)$. kuvvetlerinin alınmasının nedeni, bu örnekte katkılı yarıiletkenlerde görülen ve negatif manyetodirence neden olan değişebilir erimli sıçrama (variable range hopping, VRH) iletkenliğinin öngörülmesidir. Mott’a göre VRH iletkenliği [113] Fermi seviyesi civarındaki durum yoğunluğu ile belirlenir. Mott, VRH rejiminde özdirencin sıcaklığa bağımlılığı için (4. 1) denklemini öngörmüştür

$$\rho_{xx} = \rho_M \exp \left[\left(\frac{T_M}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (4.1)$$

Burada $T_M = \frac{\beta}{k_B N(E_F) \xi^3}$ karakteristik sıcaklık olup, $N(E_F)$ Fermi enerjisindeki durum yoğunluğu, β değeri yaklaşık 18 olan sayısal bir çarpandır. (4.1) denklemi Fermi enerjisi yakınında durum yoğunluğunu sabit kabul eder.



Şekil 4.31. ANA14-B2 örneği için elektriksel öz direncin $T^{-1/4}$ (a) ve $T^{-1/2}$ (b) ile değişimi ve bu değişimlerin sıcaklığa bağlı lineer teorik fitleri

Diğer taraftan Efros ve Shklovskii (ES) rejimine [114] göre, elektron-elektron etkileşiminden dolayı Fermi seviyesi civarında durum yoğunluğunun sıfıra gitmeye eğilimli olduğu ve bunun bir Coulomb boşluğu oluşturacağı düşünülmüştür. Bu Coulomb boşluğunun oluşturacağı VRH öz direnci (4.2) denklemi ile verilir

$$\rho_{xx} = \rho_{ES} \exp \left[\left(\frac{T_{ES}}{T} \right)^{1/2} \right] \quad (4.2)$$

Burada $T_{ES} = \frac{\beta' e^2}{k_B \epsilon \xi}$ karakteristik sıcaklık, ϵ dielektrik sabiti, β' değeri 2,8 olan sayısal çarpan, hem Mott hem de ES VRH rejimleri için ξ lokalizasyon uzunluğu ve k_B Boltzman sabitidir.

Mott (4.1) denklemini Fermi seviyesi civarında durum yoğunluğunun yavaş bir şekilde değiştiğini düşünerek oluşturmuştur. Bu durumda durum yoğunluğu sabit gibi kabul edilir. Efros ve Shklovskii Denklem (4.2)'yi hesaplarken uzun-erimli Coulomb etkileşmelerini göz önüne almışlardır. Buna göre oluşan Coulomb boşluğunun $N(E) \propto (E - E_F)^n$ formunda olduğu belirtilmiştir. Şekil 4.31'de görüldüğü gibi bu yapının iletkenlik mekanizmasını belirlemek için farklı manyetik alanlarda $\ln \rho_{xx}$ değerlerine karşılık $T^{-1/4}$ ve $T^{-1/2}$ grafikleri verilmiştir. Her iki durumda, eğriler yaklaşık olarak lineer davranmaktadırlar [112]. Burada $T^{-1/4}$ ile değişen Mott VRH rejimini ve $T^{-1/2}$ ile

değişen ES VRH rejimini birbirinden ayırmanın zor olduğu görülür. Safsızlık bandı bulunan yarıiletkenlerde elektron iletim özellikleri irdelenirken malzemenin düşük sıcaklıklarda ES VRH özelliğini sergilediği, kritik bir sıcaklık değerinden sonra yüksek sıcaklıklarda Mott VRH özelliğini sergilediği gözlenmiştir. Mott VRH'dan ESV RH'a geçiş için kritik sıcaklık iki mekanizmanın ortalama sıçrama enerjilerinin birbirlerine eşit olması ile belirlenir. Ortalama sıçrama enerjilerinin eşitlenmesiyle elde edilen kritik sıcaklık (4.3) denklemi ile verilir.

$$T_C = \frac{16T_{ES}^2}{T_M} \quad (4.3)$$

Tüm değerler kritik sıcaklık ifadesinde yerine konduğunda kritik sıcaklık 4,66 K olarak bulunmuştur.

Kritik sıcaklık hesabında Fermi enerjisindeki durum yoğunluğu Mott kritik taşıyıcı yoğunluğu [112, 115] ile hesaplanmıştır. Yüksek katkı taşıyıcıların iyonizasyon enerjisini azaltır ve bir kritik taşıyıcı yoğunluğunda (n_c) iyonizasyon enerjisi yok olur. Bu durumda elektronlar için termal aktivasyon enerjisine gerek yoktur. Mott kriterizasyonu [116] (4.4) denklemi ile verilir

$$n_c^{1/3} a_B = 0,25 \quad (4.4)$$

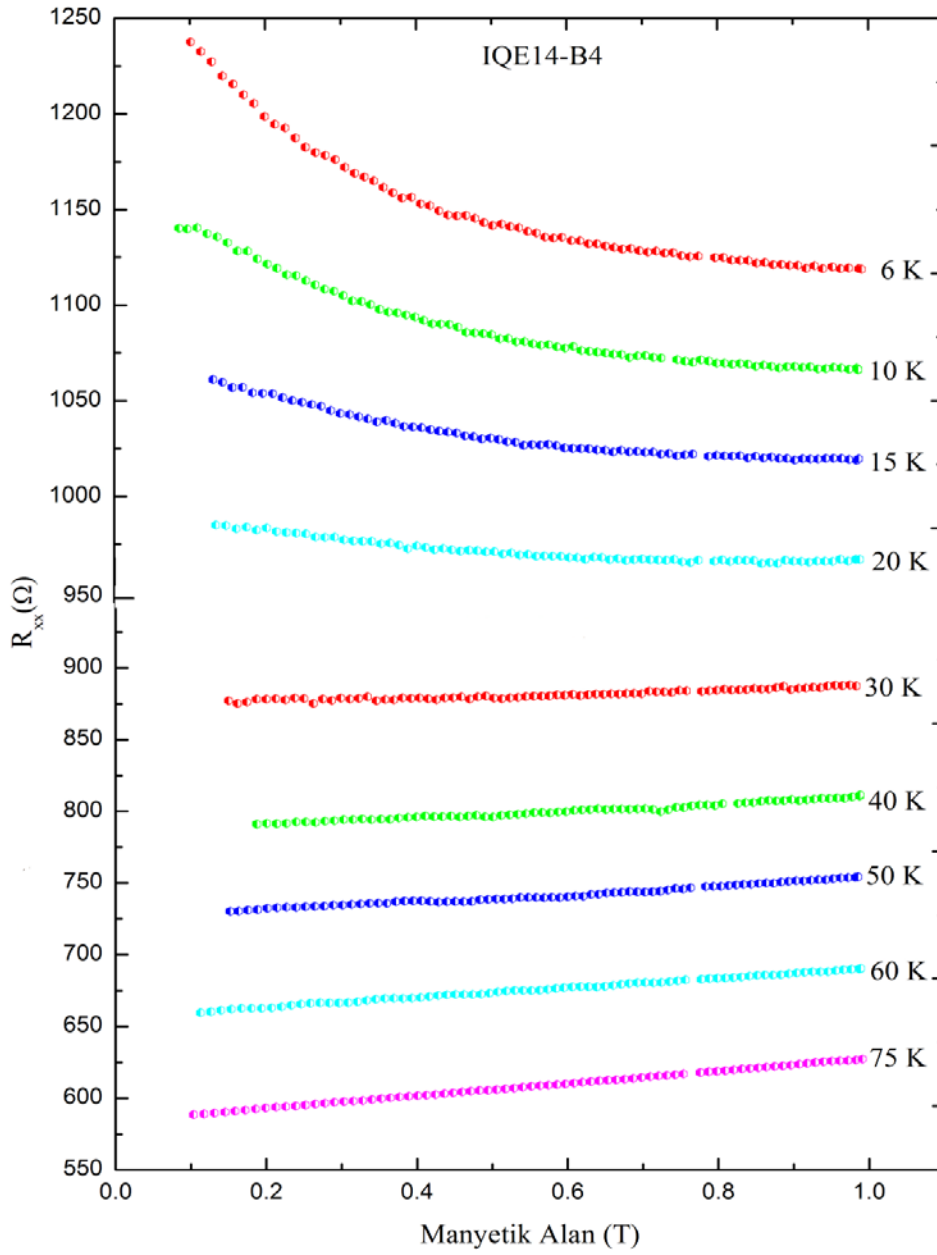
Burada a_B yapının Bohr yarıçapıdır. Denklem (4.4) kullanılarak belirlenen kritik taşıyıcı yoğunluğu $n_c = 6,007 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ dir. Mott ve ES kritik sıcaklık ifadelerindeki lokalizasyon uzunluğu $\xi = 2 \times 10^{-10} \text{ cm}$ olarak alınmıştır [117]. ES VRH mekanizması düşük sıcaklıklarda meydana geldiği daha önce belirtilmiştir. ES VRH'dan Mott VRH'a geçişte bulunan kritik sıcaklık değeri 4,66 K'dir. Yapılan tüm deneyler bu kritik değerin üstünde olduğundan burada Mott VRH mekanizmasının baskın olduğu sonucuna varılır.

Çizelge 4.3. ANA14-B2 örneği için bazı sıcaklıklar için deneysel ve (3.9) denklemiyle fit edilerek elde edilen (Şekil 4.29) manyetodirenç ölçüm sonuçları kullanılarak elde edilen örnek parametreleri

	Deneysel sonuçlar			(3. 9) denklemiyle fit edilen sonuçlar		
Sıcaklık (K)	n_{2B} (10^{11} cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	τ_t (10^{-10} s)	n_{2B} (10^{11} cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	τ_t (10^{-10} s)
6	5,6	3081	11,72	1,9	3200	12,17
8	2,2	3088	11,74	1,1	3200	12,17
12	1,37	3125	11,89	1,1	3200	12,17
20	1,28	3129	11,9	1,0	3200	12,17

4.3.2.3. IQE14-B4 kodlu örneğin ölçüm sonuçları

Şekil 4.32’de bu örnek için farklı sıcaklıklarda boylamsal direncin manyetik alanla değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi düşük (≤ 20 K) sıcaklıklarda boylamsal direnç artan manyetik alanla azalırken, 20 K den büyük sıcaklıklarda artan manyetik alanla artmaktadır.

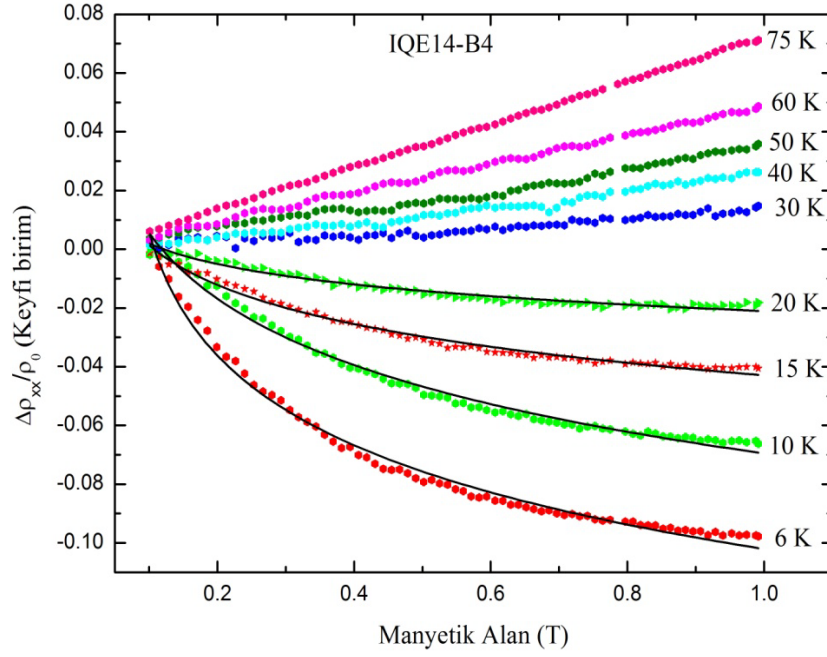


Şekil 4.32. IQE14-B4 örneği için farklı sıcaklıklarda boyuna direncin manyetik alanla değişimi

Bu örnek için manyetodirenç ölçümleri 6-75 K sıcaklık aralığında 0-1 T arası manyetik alanın süpürülmesi ile yapılmıştır. Sabit akım altında yapılan ölçümlerde elektrik alan 1 V/cm değerini aşmamıştır. Dolayısıyla taşıyıcıların Joule ısınması ve farklı bir vadiye sıçraması söz konusu değildir. Deneysel mobilite ve 2B taşıyıcı yoğunlukları, süpürülen B manyetik alanına karşılık ölçülen Hall voltajı değerlerine fit edilmiş doğruların eğimleri kullanılarak hesaplanmıştır. Bu örnekte de düşük sıcaklıklarda negatif manyetodirenç özellik sergilemektedir. Daha önce de belirtildiği gibi, düşük manyetik alanda meydana gelen negatif manyetodirencin nedeni zayıf lokalizasyondur, yüksek manyetik alan değerinde bu etkinin sürmesi ise taşıyıcılar arasındaki kulombik etkileşmedir.

Şekil 4.33’de boylamsal özdirencin manyetik alanla değişimi ve bazı sıcaklık değerlerinde deneysel ve teorik fitler görülmektedir. Burada yine (3. 9) denklemine göre teorik sonuçlar ise deneysel sonuçlar ile fit edilerek yapı parametreleri belirlenmiştir. 10 K için, deneysel sonuçtan elde edilen 2B elektron yoğunluğu $4,88 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve mobilite $2803 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ dir. Teorik uyumdan elde edilen 2B elektron yoğunluğu $4,4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve mobilite $2630 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olarak bulunmuştur. Bu değerlerin birbirine yakın olması deneysel ve teorik sonuçların uyumlu olduğunu gösterir. Diğer sıcaklıklar için elde edilen tüm yapı parametreleri Çizelge 4.4’de verilmiştir.

Şekil 4.33’de görüldüğü gibi 20 K’nin üstündeki sıcaklıklarda pozitif manyetodirenç söz konusudur. Burada manyetodirenç artan manyetik alanla lineer olarak artmaktadır. Bu geçiş şu şekilde açıklanabilir: Kısa erimli etkileşimler önemli olduğunda parçacık-parçacık saçılması mekanizması pozitif manyetodirence neden olur [88]. Dahası bu örnek yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahiptir ve Mott kriterizasyonu giderilmiş olur. Böylelikle elektronlar kısa erimli perdelenmiş Coulomb potansiyeline altında olurlar. Yani, yüksek sıcaklıklardaki bu davranış elektronların Coulomb etkileşmesinin, kuantum mekaniksel girişimsel etkileşmelerinden kuvvetli olmasının işaretidir.



Şekil 4.33. IQE14-B4 örneği için farklı sıcaklıklarda $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 'nin manyetik alanla değişimi. Siyah sürekli çizgiler (3.9) denklemi ile yapılan fiti göstermektedir

Dik manyetik alan altında pozitif manyetodirenç gözleyebilmek için $l_B = \left(\frac{\hbar}{2eB}\right)^{1/2}$ ile verilen siklotron yarıçapının (manyetik uzunluk olarak da bilinir), $l_T = \left(\frac{\hbar D}{k_B T}\right)^{1/2}$ ile verilen ısı uzunluk ile karşılaştırılabilir merteye olması gerekir. Burada D difüzyon katsayısı olup $D = \frac{\pi \hbar^2 n_{2B} \mu}{m^* e}$ ifadesi ile verilir. Termal ve manyetik uzunluklar birbirine eşitlenerek, negatif manyetodirençten pozitif manyetodirence geçiş sıcaklığı (4.5) denklemi ile bulunur.

$$T_G = \frac{2\hbar^2 n_{2B} \mu B}{k_B m^*} \quad (4.5)$$

20 K için deneysel ve teorik olarak bulunan elektron yoğunluğu ve mobilite değerleri kullanılarak 0,06 T manyetik alan değerinde elde edilen geçiş sıcaklığı 25 K'dir. Bu değerin anlam kazandığı Şekil 4.33'de verilen sonuçlara bakıldığında görülmektedir.

Yük taşıyıcıların yarıiletken içerisinde hareket ettiği kapalı yörüngelerdeki kuantum mekaniksel girişim, yeni fenomenlerin doğmasına ve klasik Drude transport formalizminde düzeltmeler yapılmasına yol açmıştır. Kuantum girişim, düşük sıcaklıklarda örnek üzerine manyetik alan uygulanarak kırılıp deneysel olarak incelenebilir. Bu inceleme genellikle düşük boyutlu yarıiletken sistemlerde kuantum kısıtlamasını oluşturan potansiyele dik bir manyetik alan uygulanarak yapılır. Düşük sıcaklıklarda ve manyetik alanlarda iletkenlik artar ve negatif magnetoresistans gözlemlenir.

Minkov ve arkadaşları yaptıkları çalışma ile [108] 2B sistemlerdeki iletkenliğin kuantum düzeltmesi için uygun şartları ortaya koymuşlardır. Bu yapıda Drude iletkenliğinin yüksek olması durumunda kuantum düzeltme için şart $\sigma_0/(\pi G_0) = k_F l \gg 1$ şeklinde olup, burada $\sigma_0 = \pi G_0 k_F l$ ile verilen Drude iletkenliği, $G_0 = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} = 1,23 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$, k_F Fermi dalga vektörü, l ortalama serbest yoldur. 2BEG için, Fermi dalga vektörü $k_F = (2\pi n_{2B})^{1/2}$ şeklinde 2B taşıyıcı yoğunluğuna bağlıdır. Burada kuantum düzeltmeyi belirlemek için, elektron saçılması fazla ve mobilite makul bir değere sahip olmalıdır. Yapıdaki elektronlar sadece kuantum kuyularında bulunduklarından paralel iletkenlik söz konusu değildir. Dolayısıyla, bu yapıda tünelleme ve termoionik emisyon kaynaklı paralel taşınım kanalları göz ardı edilebilir. Diğer taraftan kontak konfigürasyonu dikey tünelleme için uygun olmamakla beraber sıcaklık ise termoionik emisyon için yeterince yüksek değildir.

$g\mu_B B/k_B T \lesssim 1$ durumunda zayıf lokalizasyon için kuantum düzeltme

$$\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T) = G_0 \left(1 + \frac{3}{4} \kappa\right) \ln\left(\frac{k_B T \tau_e}{\hbar}\right) \quad (4.6)$$

denklemleri ile verilirken, $g\mu_B B/k_B T \gg 1$ durumunda ise

$$\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T) = G_0 \left(1 + \frac{1}{4} \kappa\right) \ln\left(\frac{k_B T \tau_e}{\hbar}\right) \quad (4.7)$$

denklemleri ile verilir [108]. Burada κ , k_F/K^5 in bir fonksiyonu ve K , 2B sistemler için $2/a_B$ (a_B etkin Bohr yarıçapıdır) ile verilen perdeleme parametresidir.

Manyetik alan ve sıcaklık mertebeleri göz önüne alındığında uygun düzeltme için (4.6) denklemi kullanılarak momentum durulma zamanları hesaplanmıştır.

Daha önce de belirtildiği gibi, zayıf lokalizasyon teorisinin uygulanabilir olması için Drude iletkenliğinin yüksek olması gerekir. Bu durum elektron saçılmasının yeterince fazla, mobilitenin yüksek olmamasını gerektirir. İletkenlikteki kuantum düzeltme Drude iletkenliğiyle karşılaştırıldığında oldukça küçüktür. Dış bir manyetik alan uygulamadan iletkenlikteki kuantum düzeltme (4.8) denklemi ile verilir [118]. Bu denklem, iki-boyutta iletkenlikte kuantum girişimden kaynaklanan zayıf lokalizasyona bağlı azalmayı verir.

$$\delta\sigma(T)=G_0 \left[\ln \left(\frac{\tau_e}{\tau_\phi(T)} \right) + \left(1 + \frac{3}{4} \kappa \right) \ln \left(\frac{k_B T \tau_e}{\hbar} \right) \right] \quad (4.8)$$

Burada τ_ϕ , faz koheranslık zamanıdır. Denklem (4.8) deki ilk terim girişime bağlı düzeltmedir, ikinci terim elektron-elektron etkileşimleri katkısıdır. Düşük sıcaklıklarda faz koheranslık zamanı elektron-elektron etkileşimine ait inelastisi ile belirlenir. Bu durumda faz koheranslık zamanı

$$\tau_\phi^{-1} = \frac{k_B T}{\hbar} \frac{2\pi G_0}{\sigma_0} \ln \left(\frac{\sigma_0}{2\pi G_0} \right) \quad (4.9)$$

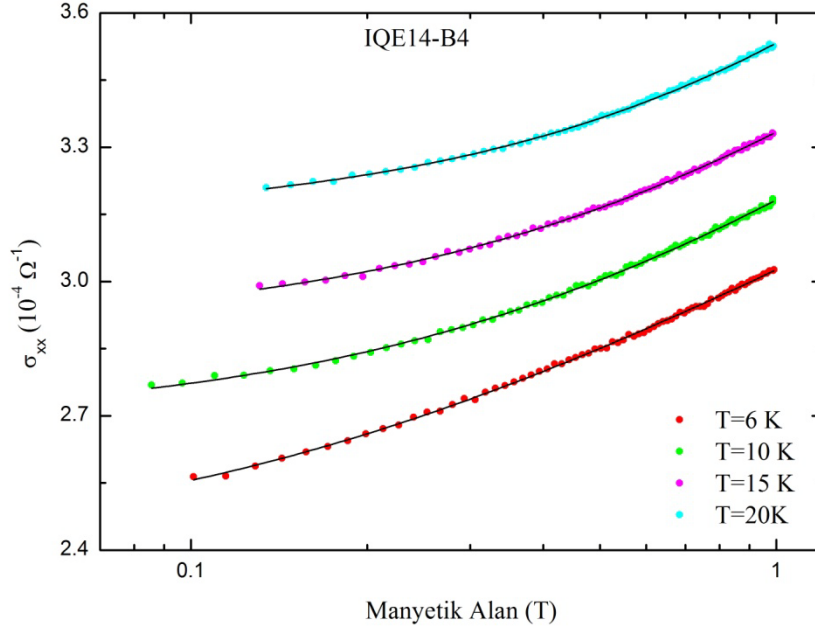
denklemi ile verilir. Bu denklem yardımıyla bulunan τ_ϕ değerleri Çizelge 4.4'te verilmiştir. Çizelge 4.4'te verilen Fermi hızı değerleri parabolik bant yaklaşımından $v_F = \hbar k_F / m^*$ ifadesinden bulunmuştur.

Çizelge 4.4. IQE14-B4 örneği için zayıf lokalizasyon rejiminde deneysel ve teorik olarak elde edilen parametreler

Sıcaklık (K)	n_{2B} (10^{12} cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	k_F (10^6 cm^{-1})	v_F (10^3 cm/s)	D (cm^2/s)	τ_e (10^{-14} s)	τ_ϕ (10^{-14} s)
6	3,77	3346	4,86	8,41	450	12,75	10,33
10	4,88	2803	5,54	9,58	489	10,68	6,99
15	6,5	2262	6,39	11,05	525	8,68	4,79
20	8,18	1846	7,17	12,4	566	7,03	3,51

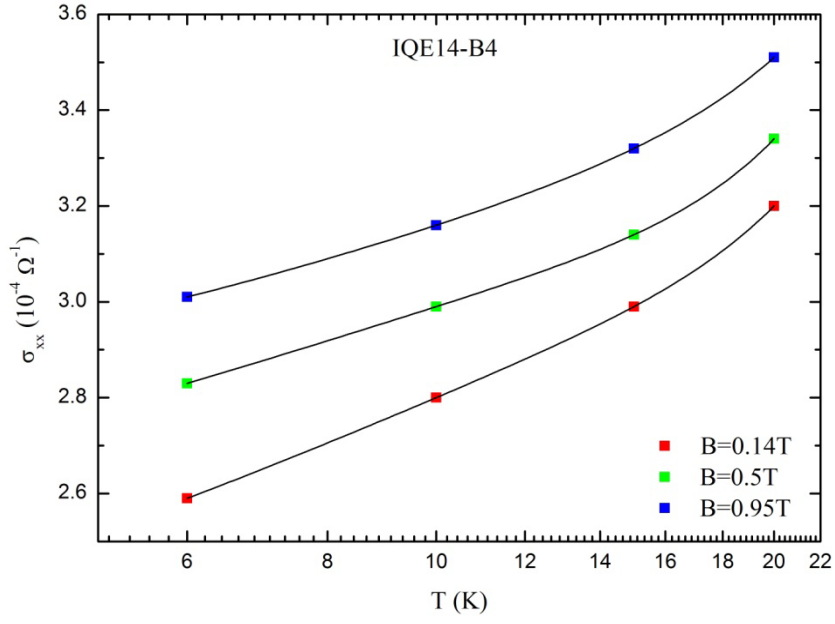
Şekil 4.33'te görüldüğü gibi 20 K'nin üzerindeki sıcaklıklarda negatif manyetodirenç pozitif manyetodirence dönmekle beraber, bir diğer önemli değişim ise düşük sıcaklıklarda yüksek manyetik alan değerlerinde negatif manyetodirençte meydana gelen azalmanın yavaşlamasıdır. Yüksek sıcaklıklardaki davranış elektronların Columb etkileşmesinin, kuantum mekaniksel girişimsel etkileşmelerinden kuvvetli olmasının işaretidir. Sıcaklığın artmasıyla beraber τ_e/τ_ϕ oranının artması iletimde elastik çarpışma mekanizmasının difüzyon mekanizmasından daha baskın hale geldiğini göstermektedir. Ayrıca tüm sıcaklıklarda τ_e 'nin τ_ϕ 'den büyük olması difüzyonun etkin iletim mekanizması olmadığına göstergesidir ve bu durumda koherent taşınımından söz edilemez.

Şekil 4.34'te farklı sıcaklıklar için boylamsal iletkenliğin, örnek yüzeyine dik şekilde uygulanan manyetik alanla değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi, dört sıcaklık değeri için manyetik alanla değişimde logaritmik bağımlılık söz konusudur ve tüm sıcaklıklarda benzer davranış sergilenmiştir. Burada gözlenen negatif manyetodirencin nedeninin Anderson (ya da güçlü) lokalizasyonunun baskın olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir [108, 119]. Düşük sıcaklıklarda ve manyetik alanlarda iletkenlik artar ve negatif manyetodirencin gözlemlendiği bilinmektedir. Şekil 4.34'deki sürekli çizgiler deneysel sonuçlarla uyumlu en iyi fitleri göstermektedir. Çizelge 4.4'te verilen lokalizasyon parametreleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Oysa Lin ve arkadaşlarının [108] yaptığı çalışmada bu parametrenin sıcaklık bağımsız olduğunu belirtmişlerdir.



Şekil 4. 34. IQE14-B4 örneği için farklı sıcaklıklarda boyamsal iletkenliğin manyetik alanla değişimi. Siyah sürekli çizgiler elde edilen deneysel sonuçlar için uygun logaritmik fitlerdir

Şekil 4.35'te üç farklı manyetik alan değerinde boyamsal iletkenliğin sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi yine burada da logaritmik değişim bölgeleri vardır. Siyah sürekli çizgiler en küçük karaler yöntemi yardımıyla elde edilen en uygun fitleri göstermektedir. Her üç manyetik alan değerinde elde edileneğrilerdeki logaritmik sıcaklık bağımlılığına katkıda lokalizasyon etkisi baskındır. Dolayısıyla, bu eğrilere yapılan lineer fitler yardımıyla bulunan eğimleri doğrudan (4.6) denkleminde verilen $1 + \frac{3}{4}\kappa$ değerini elde etmeyi sağlar. Elde edilen $1 + (3/4\kappa)$ değerleri Çizelge 4. 5'de verilmiştir.

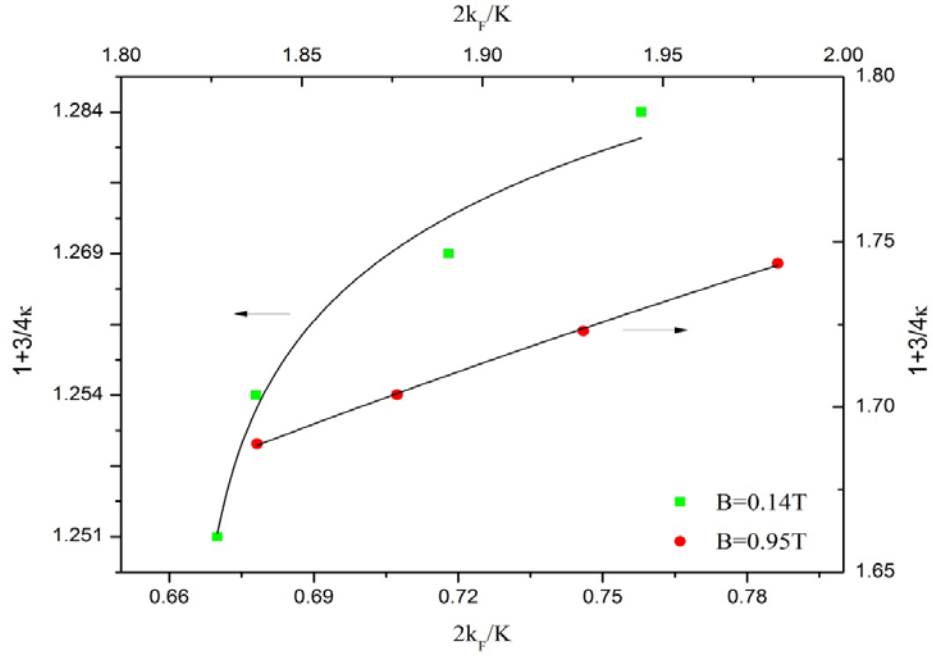


Şekil 4.35. IQE14-B4 örneği için farklı manyetik alan değerlerinde boylamsal iletkenliğin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.36’da ise 0,14 T ve 0,95 T manyetik alandaki $1+(3/4\kappa)$ değerlerinin $2k_F/K$ ile değişimi verilmiştir. Sonuçlar, bazı grupların [108, 118, 120] elde ettiği değerlerle karşılaştırılabilir mertebededir. (4.6) denkleminde logaritmik terimden önceki bu ön çarpan deneysel olarak belirlenebilir. Çünkü κ parametresi belirlenirken deneysel olarak elde edilen $2B$ taşıyıcı yoğunluğu kullanılmıştır.

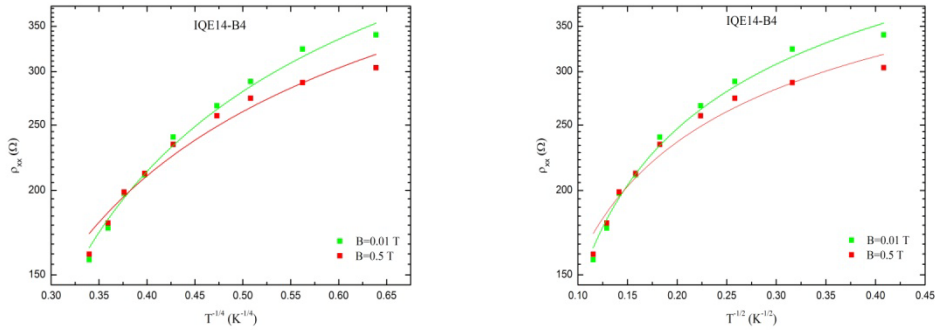
Çizelge 4.5. IQE14-B4 örneği için farklı manyetik alanlarda elde edilen $1+(3/4\kappa)$ değerleri

Sıcaklık (K)	$1+(3/4\kappa)$		
	B=0,14 T	B=0,5 T	B=0,95 T
6	1,251	1,492	1,688
10	1,254	1,501	1,703
15	1,269	1,516	1,723
20	1,284	1,531	1,743



Şekil 4.36. IQE14-B4 örneği için farklı manyetik alanlardaki $1 + (3/4\lambda)$ değerlerinin $2k_F/K$ ile değişimi. Buradaki siyah sürekli çizgiler deneysel sonuçlarla en uyumlu fitleri göstermektedir.

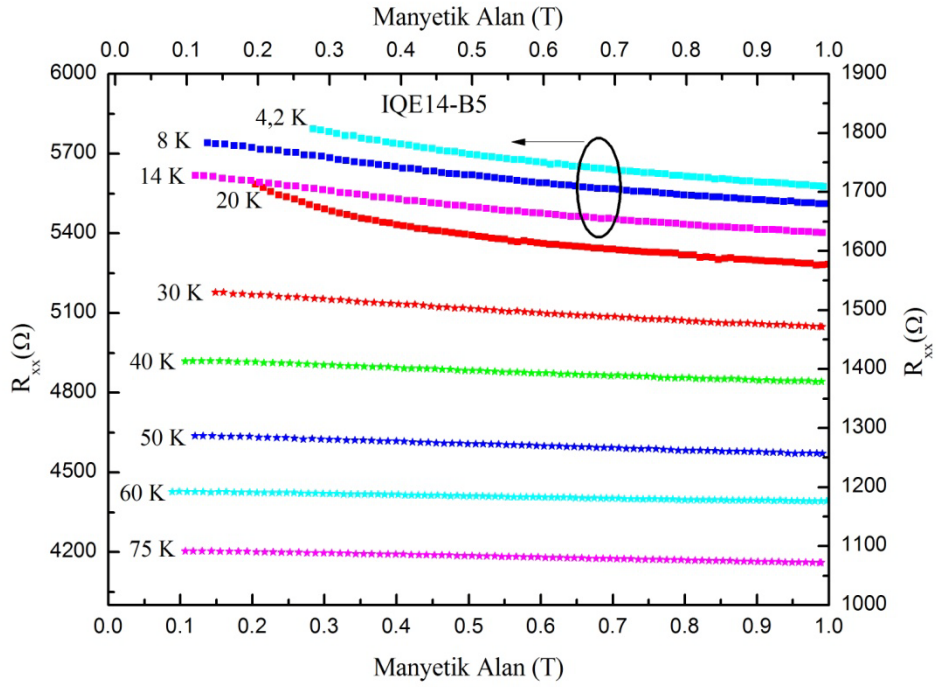
Son olarak, Şekil 4.37’de bu örnek için farklı manyetik alan değerlerinde boylamsal öz direncin $T^{-1/4}$ ve $T^{-1/2}$ ile değişimi verilmiştir. Teorik fitlerde görüldüğü gibi öz direncin sıcaklıkla değişimi lineer değildir. Dolayısıyla bu örnek için negatif manyetodirence neden olan Mott ve/veya ES VRH mekanizmalarının oluşturduğu zayıf lokalizasyon söz konusu değildir.



Şekil 4.37. IQE14-B4 örneği için elektriksel öz direncin $T^{-1/4}$ ve $T^{-1/2}$ ile değişimi ve bu değişimlerin sıcaklığa bağlı teorik uyumları

4.3.2.4. IQE14-B5 kodlu örneğin ölçüm Sonuçları

Şekil 4.38’de IQE14-B5 kodlu örnek için farklı sıcaklıklarda boylamsal direncin manyetik alanla değişimi verilmiştir. Bu örnek için manyetodirenç ölçümleri 4,2-75 K sıcaklık aralığında ve 0-1 T arası manyetik alanın süpürülmesi ile yapılmıştır. Sabit akım altında yapılan ölçümlerde elektrik alan 1 V/cm değerini aşmamıştır. Dolayısıyla taşıyıcıların Joule ısınması ve farklı bir vadiye sıçraması önlenmiş olur. Görüldüğü gibi düşük sıcaklıklarda ve düşük manyetik alanda boyuna dirençteki azalma logaritmiktir, manyetik alan arttıkça azalma hızı yavaşlamakta ve lineer olmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda boyuna dirençte meydana gelen azalma lineer ve göreceli olarak yavaşlamakta iken daha yüksek sıcaklıklarda da ise sabit kalmaktadır. Ayrıca, sıcaklık arttıkça boyuna direncin azaldığı görülmektedir.

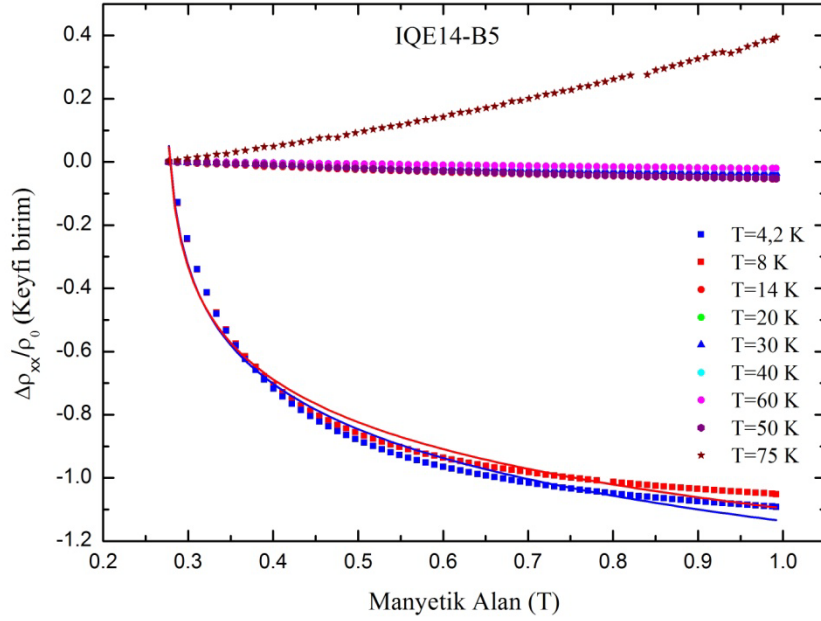


Şekil 4. 38. IQE14-B5 örneği için farklı sıcaklıklarda boylamsal direncin manyetik alanla değişimi

Şekil 4.39’da farklı sıcaklıklarda boylamsal öz direnç değişiminin manyetik alanla değişimi ve bazı sıcaklık değerlerinde deneysel sonuçlar için yapılmış teorik fitler görülmektedir. Burada yine (3.9) denklemine göre teorik sonuçlar ise deneysel sonuçlar ile fit edilerek yapı parametreleri belirlenmiştir. Teorik fitlerden elde edilen 2B elektron yoğunluğu ve mobilite değerleri Çizelge 4.6’da verilmiştir. Elde edilen bu değerlerin deneysel sonuçlarla oldukça uyumlu olduğu görülmüştür. Bu çizelgede verilen difüzyon katsayısı Bölüm 4.3.2.4’te verilen difüzyon katsayısı ifadesinden, momentum durulma zamanı klasik Drude teorisinden ve faz koheranslık zamanı ise (4.9) denkleminde elde edilmiştir. Sıcaklığın artmasıyla beraber τ_e/τ_ϕ oranının artması iletimde elastik çarpışma mekanizmasının difüzyon mekanizmasından daha baskın hale geldiğini göstermektedir. Artan sıcaklıkla τ_ϕ azalırken τ_e artmaktadır. Ayrıca tüm sıcaklıklarda τ_e ’nin τ_ϕ ’den küçük olması difüzyonun etkin iletim mekanizması olduğunun göstergesidir.

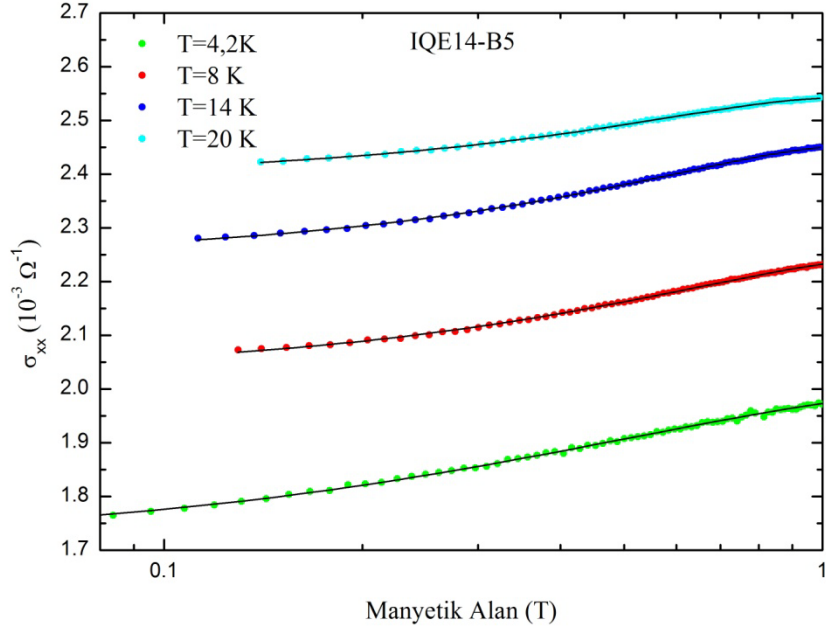
Çizelge 4.6. IQE14-B5 örneği için zayıf lokalizasyon rejiminde deneysel ve teorik olarak elde edilen parametreler

Sıcaklık (K)	n_{2B} (10^{12} cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	k_F (10^6 cm^{-1})	v_F (10^3 cm/s)	D (cm^2/s)	τ_e (10^{-14} s)	τ_ϕ (10^{-12} s)
4,2	7,44	1359	6,83	11,82	596,7	5,17	15,3
8	6,62	1589	6,45	11,16	655	6,04	7,95
14	4,92	1695	5,56	9,61	743	6,44	4,71
20	3,96	1814	4,98	8,62	834	6,89	3,44



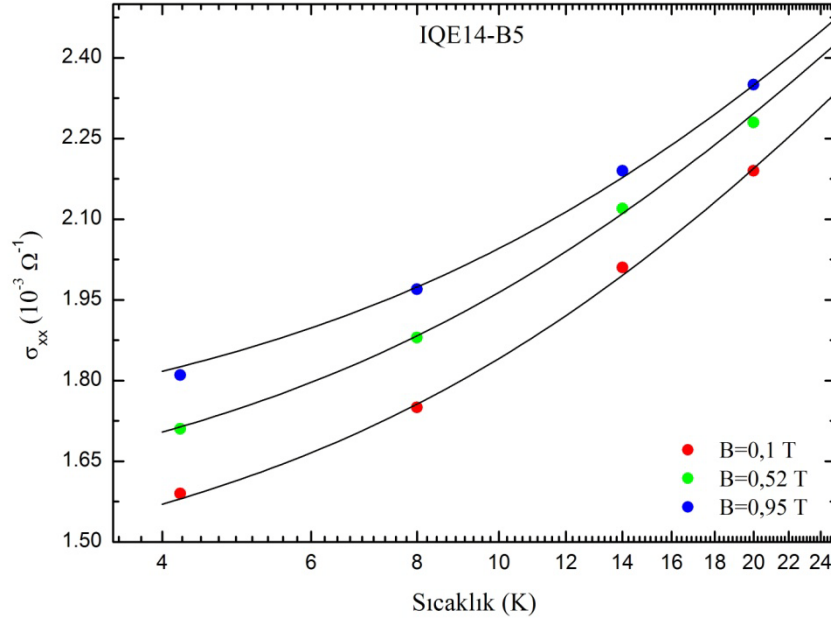
Şekil 4.39. IQE14-B5 örneği için farklı sıcaklıklarda $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 'nin manyetik alanla değişimi. Sürekli çizgiler (3.9) denklemi ile yapılan fitleri göstermektedir

Görüldüğü gibi düşük sıcaklıklarda manyetodirenç logaritmik olarak azalmakta, sıcaklık yükseldikçe azalma hızı yavaşlamakla beraber lineer olmaktadır. Belli bir sıcaklıktan sonra ise manyetodirenç pozitif değerler almaktadır. Burada 20 K'nin üstündeki sıcaklıklarda pozitif manyetodirenç söz konusudur. Negatif manyetodirençten pozitif manyetodirence geçiş için (4.5) denkleminde bulunan geçiş sıcaklığı 23,3 K'dir. Bu değerin altındaki sıcaklıklar için boylamsal iletkenliğin manyetik alanla değişimi Şekil 4.40'da verilmiştir. Görüldüğü gibi, dört sıcaklık değeri için manyetik alanla değişimde logaritmik bir bağımlılık söz konusudur ve tüm sıcaklıklarda benzer davranış sergilenmiştir. Burada gözlenen negatif manyetodirencin nedeninin Anderson (ya da güçlü) lokalizasyonunun baskın olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Bilindiği gibi düşük sıcaklıklarda ve yüksek manyetik alanlarda iletkenlik artar ve negatif manyetodirencin gözlenir. Şekil 4.40'daki sürekli çizgiler deneysel sonuçlarla uyumlu en iyi fitleri göstermektedir.



Şekil 4.40. IQE14-B5 örneği için farklı sıcaklıklarda boylamsal iletkenliğin manyetik alanla değişimi. Siyah sürekli çizgiler elde edilen deneysel sonuçlar için uygun logaritmik fit fonksiyonlarıdır

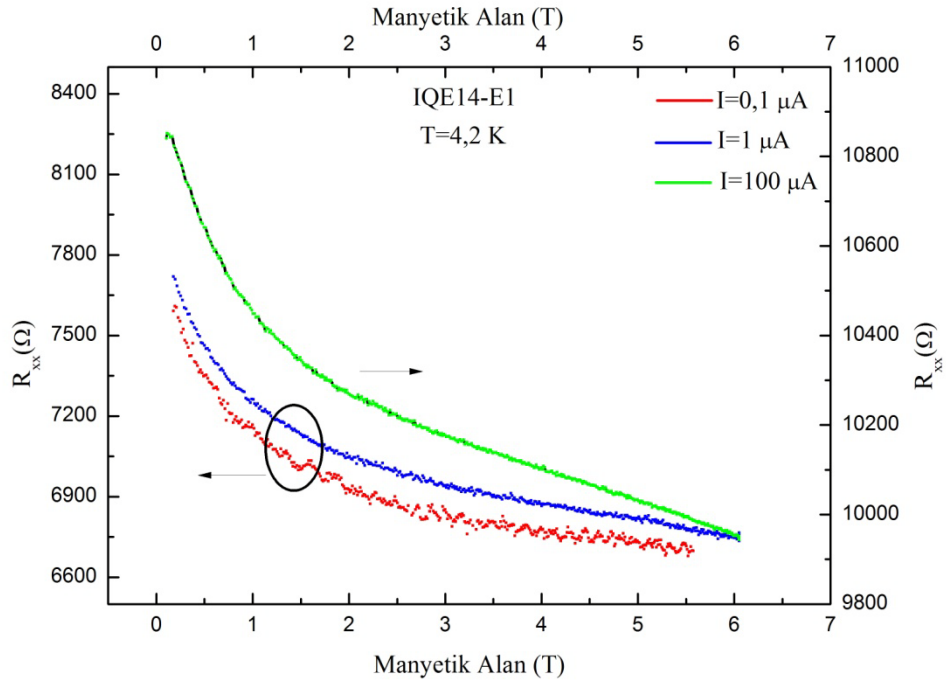
Şekil 4.41’de üç farklı manyetik alan değerinde boylamsal iletkenliğin sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi yine burada da logaritmik değişim bölgeleri vardır. Siyah sürekli çizgiler en küçük kareler yöntemi yardımıyla elde edilen en uygun fitleri göstermektedir. Her üç manyetik alan değerinde elde edileneğrilerdeki logaritmik sıcaklık bağımlılığına katkıda lokalizasyon etkisi baskındır.



Şekil 4.1. IQE-14 örneği için farklı manyetik alan değerlerinde boylamsal iletkenliğin sıcaklıkla değişimi

4.3.2.5. IQE14-E1 kodlu örneğin ölçüm sonuçları

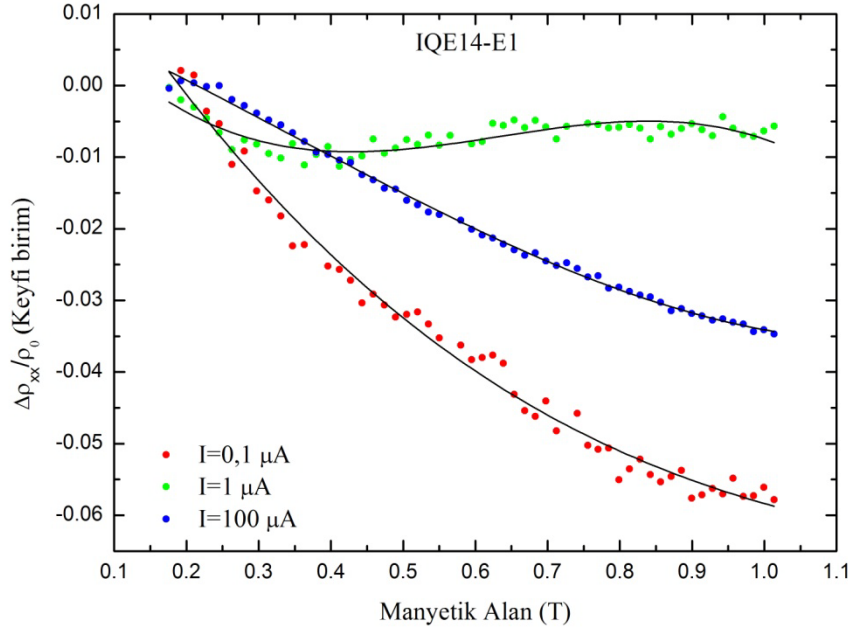
Şekil 4.42’te 4,2 K de örneğe uygulanan farklı elektrik alan değerlerinde elektriksel direncin manyetik alanla değişimi verilmiştir. Burada manyetik alan 0-6 T aralığında taranmış olup, örneğe uygulanan elektrik alan değerleri büyüklük olarak farklı mertebededir. Görüldüğü gibi bütün elektrik alan değerlerinde boylamsal direnç artan manyetik alanla azalmaktadır. Buradaki azalma logaritmiktir ve deneysel sonuçlar uygun logaritmik fonksiyonlarla fit edilebilir. Akımın 0,1 ve 1 μ A değerlerinde direnç değerleri birbirine çok yakınken, 100 μ A’lık akımda direnç değerleri görece olarak daha yüksektir. Bu örnek için sıcaklığa bağlı manyetodirenç ölçümleri yapılmamıştır. Dolayısıyla, boylamsal öz direnç, boylamsal iletkenlik gibi bazı parametrelerin sıcaklığa bağlı değişimi verilmemiştir.



Şekil 4.42. IQE14-E1 örneği için 4,2 K de farklı elektrik alan uygulanarak elde edilen boylamsal direncin manyetik alanla değişimi

Şekil 4.43'te farklı elektrik alanlarda boylamsal öz direnç değişiminin manyetik alanla değişimi ve bu elektrik alan değerlerinde deneysel sonuçlar için yapılmış teorik fitler görülmektedir. Burada yine (3.9) denklemine göre teorik sonuçlar deneysel sonuçlar ile fit edilerek yapı parametreleri belirlenmiştir. Teorik fitlerden elde edilen 2B elektron yoğunluğu ve mobilité değerleri Çizelge 4.6'da verilmiştir. Elde edilen bu değerlerin deneysel sonuçlarla oldukça uyumlu olduğu görülmüştür. Şekil 4.43'te görüldüğü gibi, 0,1 ve 100 μA 'lık akım değerlerinde negatif manyetodirenç özellik sergilenirken, 1 μA 'lık akım durumunda farklı bir davranış söz konusudur. Bu davranışın nedeni tam olarak anlaşılamamıştır. Burada manyetik alan değeri 0-1 T aralığında alınmıştır. Ancak, üzerinde daha fazla durulması ve irdelenmesi gereken bir sonuç olduğu açıktır. Düşük manyetik alanda meydana gelen negatif manyetodirencin sebebinin zayıf lokalizasyon etkileri olduğu daha önce belirtilmişti. Bu örnek için sıcaklığa bağlı manyetodirenç ölçümleri yapılmadığından, negatif manyetodirence neden olan

VRH mekanizmalarından hangisinin daha baskın ya da daha etkin olduğunu anlamak mümkün değildir. Benze şekilde, bu örnek için diğer örneklerde elde edilen boylamsal iletkenliğin sıcaklığa bağlı davranışı bu örnek için elde edilmemiştir.



Şekil 4.43. IQE14-E1 örneği için 4,2 K de farklı elektrik alan değerlerinde $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ 'nin manyetik alanla değişimi

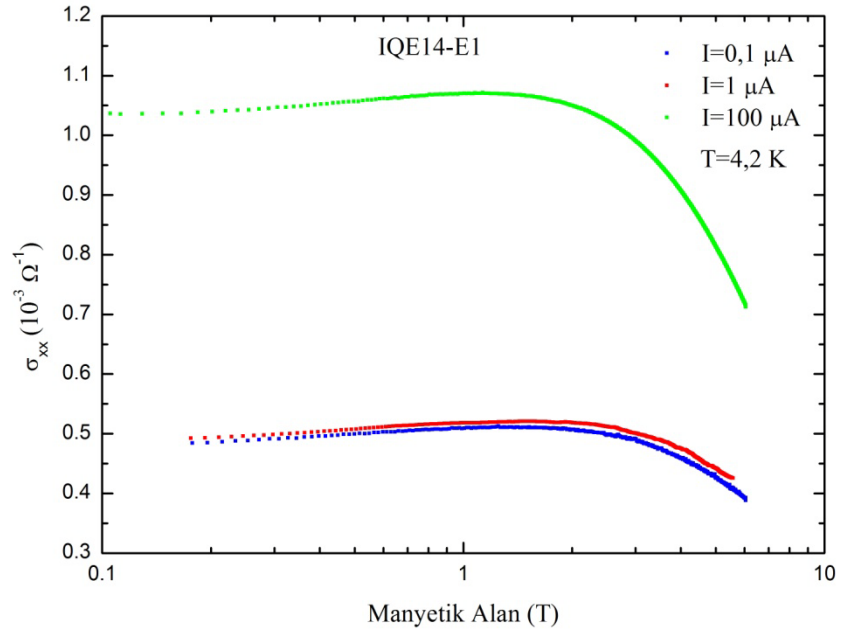
Çizelge 4.7'de verilen difüzyon katsayısı Bölüm 4.3.2.4'de verilen difüzyon katsayısı ifadesinden, momentum durulma zamanı klasik Drude teorisinden ve faz koheranslık zamanı ise (4.9) denkleminde elde edilmiştir. Akımın artmasıyla beraber $2B$ elektron yoğunluğu artarken, mobilite hemen hemen sabit kalmaktadır. Aynı zamanda $2B$ elektron yoğunluğu arttığı için k_F de artan akımla artmaktadır. Fermi hızı Fermi dalga vektörüne bağlı olduğundan bu parametre de artmaktadır. (4.9) denklemi ile bulunan faz koheranslık zamanı akıma bağlı olmadığından değeri sabittir. τ_e/τ_φ oranının artması iletimde elastik çarpışma mekanizmasının difüzyon mekanizmasından daha baskın hale geldiğini

göstermektedir. Son olarak, tüm akım değerlerinde τ_e 'nin τ_ϕ 'den küçük olması difüzyonun etkin iletim mekanizması olduğunun göstergesidir.

Çizelge 4.7. IQE14-E1 örneği için 4,2 K'de zayıf lokalizasyon rejiminde deneysel ve teorik olarak elde edilen parametreler

Akım (μA)	n_{2B} (10^{12} cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	k_F (10^6 cm^{-1})	v_F (10^3) cm/s	D (cm^2/s)	τ_e (10^{-14} s)	τ_ϕ (10^{-12} s)
0,1	1,29	1083	2,85	4,93	65,7	6,99	3,34
1	2,69	1089	4,11	7,11	117	6,99	4,14
100	6,05	1091	6,16	10,65	236	6,99	4,15

Şekil 4.44'te bu örnek için 4,2 K'de farklı elektrik alanlarda boylamsal direncin manyetik alana bağlı değişimi verilmiştir. Burada manyetik alan 0-6 T aralığında taranmış olup manyetik alan eksenini logaritmik olarak alınmıştır. Görüldüğü gibi tüm elektrik alan değerlerinde iletkenliğin manyetik alanla değişimi benzer davranış sergilemektedir. 100 μA değerinde iletkenlik 0-0,5 T manyetik aralığında sabit, 0,5-2 T aralığında çok az artmakta ve 2-6 T aralığında ise hızlıca düşmektedir. 0,1 μA ve 1 μA akım değerlerinde ise iletkenlik çok yakın değerler almaktadır. Burada 1 T manyetik alana kadar iletkenlik artmakta, bu değerden sonra bir miktar sabit kalmakta ve 2 T değerinden sonra ise azalmaktadır.



Şekil 4.44. IQE14-E1 örneği için 4,2 K de farklı elektrik alan değerlerinde iletkenliğin manyetik alanla değişimi

5. GENEL SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu tezde MBE yöntemi ile büyütülmüş AlAs/AlGaAs ve GaAs/AlGaAs heteroyapılar için akım-gerilim, klasik Hall etkisi ve manyetotaşınım ölçümleri yapılmıştır. Elde edilen deneysel sonuçlar kullanılarak örneklerde görülen kuantum etkiler açıklanmıştır. Ayrıca, bu deneysel sonuçlar bazı hesaplarla teorik olarak desteklenerek, literatürde yapılmış çalışmalara dayandırılmıştır.

İlk olarak, örneklerde kontak testi yapmak ve bu kontakların kalitesini anlamak için akım-gerilim ölçümleri yapılmıştır. Düşük sıcaklık ve yüksek manyetik alanda dahi AlAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerin kontakları ohmik davranış sergilemektedir. GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerden Essex Üniversitesi'nde aygıt haline getirilen örneklerin kontaklar yüksek sıcaklıkta ohmik davranış sergilerken, düşük sıcaklıkta ohmik davranıştan sapmakla beraber elektrik alanın doğrultusuna göre simetrik davranış sergilemektedir. Diğer taraftan, bu örneklerden Bilkent Üniversitesi'nde aygıt haline getirilenler ise hem yüksek hem de düşük sıcaklıkta ohmik davranış sergilemektedir.

Deneysel kısmın ikinci bölümünde GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerde 77-300 K sıcaklık aralığında klasik Hall olayı ölçümleri yapılmıştır. Hall olayı ile elde edilen verilerden yarıiletken malzeme içindeki taşıyıcı tipi ve yoğunluğu, Hall mobilitesi belirlenmiştir. Bu ölçümler esnasında örneğe yüksek elektrik alan uygulanmayarak Joule ısınması önlenmiştir. Çünkü iyi bilinmektedir ki, Joule ısınması sonucu mobilité akıma bağlı hale gelecektir. Elde edilen sonuçlara göre, taşıyıcı yoğunluğu, öz direnç değerlerinde sürülen akıma bağlı belirgin bir değişim gözlenmemiştir.

Sıcaklığa bağlı olarak yapılan ölçümler katkılar, safsızlıklar, malzeme kalitesi ve çeşitli saçılma mekanizmalarını anlamada yardımcı olmuştur. Elde edilen sonuçlara göre, düşük sıcaklıkta iyonize safsızlık ve alaşım düzensizliği saçılmaları baskın olurken, yüksek sıcaklıklarda optik fonon saçılmaları baskındır. Bu örneklerde kuyular katkılı olduğundan, iyonize katkı saçılmaları baskın olmakta ve bu durum mobilitenin düşük olmasına neden olmaktadır. Taşıyıcı

yoğunluğunun azalmasına paralel olarak öz dirençte artış gözlenmektedir. Ayrıca, arayüzey pürüzlülüğü saçılması düşük sıcaklıklarda bazen baskın olabilen önemli bir saçılma mekanizmasıdır.

DeneySEL kısmın üçüncü bölümünde ise, AlAs/AlGaAs ve GaAs/AlGaAs kuantum kuyulu örneklerde manyetotaşınım ölçümleri yapılmıştır. Öncelikle farklı Hall kanalı genişliğine sahip AlAs/AlGaAs örneklerde inilebilen en düşük sıcaklıkta ve farklı elektrik alanlarda boy lamsal ve Hall direncinin manyetik alanla değişimleri elde edilmiştir. Boy lamsal dirençte meydana gelen SdH osilasyonları yardımıyla bazı örnek parametreleri bulunmuştur. Aynı zamanda, bu deneySEL sonuçlar teorik hesaplarla fit edilerek örnek parametreleri bulunmuş ve deneySEL ve teorik sonuçların oldukça uyumlu olduğu sonucuna varılmıştır.

Daha sonra ise GaAs/AlGaAs örneklerde farklı sıcaklıklarda ve elektrik alanlarda boy lamsal direncin manyetik alanla değişimi verilmiştir. GaAs kuantum kuyulara sahip bu örneklerin hepsinde negatif manyetodirenç etkisi görülmüştür. Düşük sıcaklıklarda meydana gelen bu kuantum etkinin nedenleri irdelenmiştir. Bu etki, zayıf manyetik alan limitlerinde zayıf lokalizasyon ile açıklanırken, yüksek manyetik alan limitlerinde ise güçlü ya da Anderson lokalizasyonu ile açıklanmaktadır. Elde edilen veriler, aynı ve/veya farklı malzemeler için yapılan literatür çalışmalarına dayandırılmıştır.

Sonuç olarak, bu çalışma modülasyon katkılı AlAs/AlGaAs kuantum kuyulu örnekler ile kuyuların katkılı olduğu GaAs/AlGaAs örneklerde manyetotaşınım ölçümleri yapılarak meydana gelen kuantum etkileri karşılaştırma olanağı sağlamıştır. Literatürde bu kadar dar Hall kanalına sahip AlAs kuyulu örneklerde manyetotaşınım çalışmalarına rastlanmamıştır. Öte yandan, kızılötesi dedektör olarak tasarlanan GaAs kuantum kuyulu örneklerde de bu tür ölçümlerin yapıldığı çalışmaya rastlanmamıştır. Dolayısıyla bu tezde kullanılan her iki örnek türü için bulunan sonuçların literatüre katkıda bulunacağı düşünülmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Moore, G. E., “Cramming more components onto integrated circuits”, *Electronics*, **38** (8), 1965.
- [2] “Excerpts from a conversation with Gordon Moore: Moore’s law”, Intel Corporation 2005. p. 1, retrieved 2006.
- [3] Barnham, K. ve Vvedensky, D., *Low-dimensional semiconductor structures, Fundamentals and device applications*, Cambridge University Press, İngiltere, 2001.
- [4] Davies, J. H., *The physics of low-dimensional semiconductors, an introduction*, Cambridge University Press, A.B.D., 1998.
- [5] Henini, M. (Ed), *Dilute nitride semiconductors*, Elsevier Ltd., A.B.D., 2005.
- [6] Tıraş, E., *In_xGa_{1-x}As/In_{1-y}Al_yAs heteroeklemlerde iki-boyutlu elektronların güç kaybı mekanizmalarının Shubnikov-de Haas osilasyonları yöntemiyle araştırılması*, Doktora Tezi, Hacettepe Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2002.
- [7] Maezawa, K., Mizutani, T. ve Yamada, S., “Effective mass and ground state of AlAs quantum wells studied by magnetoresistance measurements”, *J. Appl. Phys.*, **71**, 296-299, 1992.
- [8] Lok, J. G. S., Lynass, M., Dietsch, W., Klitzing, von K. ve Hauser, M. “Quantum Hall ferromagnetism of AlAs 2D electrons”, *Physica E*, **22**, 94-97, 2004.
- [9] Lynass, M., *Novel physics in two dimensional charge carrier structures*, Doktora tezi, Bath Üniversitesi, İngiltere, 2006.
- [10] De Poortere, E. P., Shkolnikov, Y. P., Tutuc, Papadakis, S. J., Shayegan, M., Palm, E. ve Murphy, T., “Enhanced electron mobility and high order fractional quantum Hall states in AlAs quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 1583-1585, 2002.

- [11] Lay, T. S., Heremans, J. J., Suen, Y. W., Santos, M. B., Hirakawa, K., Shayegan, M. ve Zrenner, A., “High-quality two-dimensional electron system confined in an AlAs quantum well”, *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 3120-3122, 1993.
- [12] Smith III, T. P., Wang, W. I., Fang, F. F., Chang, L. L., Kim, L. S., Pham, T. ve Drew, H. D., “Magnetotransport and cyclotron resonance in AlAs quantum wells”, *Surf. Sci.*, **196**, 287-292, 1988.
- [13] Smith III, T. P., Wang, W. I., Fang, F. F. ve Chang, L. L., “Two-dimensional magnetotransport in AlAs quantum wells”, *Phys. Rev. B*, **35**, 9349-9352, 1987.
- [14] Gunawan, O., Shkolnikov, Y. P., De Poortere, E. P., Tutuc, E. ve Shayegan, M., “Ballistic electron transport in AlAs quantum wells”, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 246603-246606, 2004.
- [15] Shayegan, M., De Poortere, E. P., Gunawan, O., Shkolnikov, Y. P., Tutuc, E. ve Vakili, K., “Two-dimensional electrons occupying multiple valleys in AlAs”, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **243**, 3629-3642, 2006.
- [16] De Poortere, E. P., Tutuc, E. ve Shayegan, M., “Critical resistance of quantum Hall ferromagnet in AlAs 2D electrons”, *arxiv: cond-mat/0304507v2*, 2003.
- [17] Shkolnikov, Y. P., De Poortere, E. P., Tutuc, E. ve Shayegan, M., “Valley splitting of AlAs two dimensional electrons in a perpendicular magnetic field”, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 226805-226808, 2002.
- [18] Schulte, M., Lok, J. G. S., Denninger, G. ve Dietsch, W., “Electron spin resonance on a two-dimensional electron gas in a single AlAs wuantum well”, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 137601-137604, 2005.
- [19] Papadakis, S. J., De Poortere, E. P. ve Shayegan, M., “Anomalous spin splitting of two-dimesional electron gas in an AlAs quantum well”, *Phys. Rev. B*, **59**, R12743-R12746, 1999.

- [20] Shishkov, S., Karwacki, F., Hasan, Z. ve Cunningham, J. E., “Modulation of visible light by AlAs-AlGaAs multiple quantum well p-i-n structures”, *Jour. Quan. Elect.*, **35**, 1176-1179, 1999.
- [21] van Kesteren, H. W., Cosman, E. C., Greidanus, J. A. M., Dowson, P., Moore, K. J. ve Foxon, C. T., “Optically detected magnetic resonance study of a type –II GaAs-AlAs multiple quantum well”, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 129-132, 1988.
- [22] Dingle, R., Stormer, H. L., Gossard, A. C. ve Wiegmann, W., “Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices”, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 665-667 , 1978.
- [23] Pfeiffer, L., Wes, K. W., Stormer, H. L. ve Baldwin, K. W., “Electron mobilities exceeding 10^7 cm²/Vs in modulation-doped GaAs”, *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1888-1890, 1989.
- [24] Rogalski, A., “Infrared dedectors: status and trends”, *Progress in Quantum Electronics*, **27**, 59-210, 2003.
- [25] Hostut, M., Alyoruk, M., Ergun, Y. Ve Sokmen, I., “Three–color broadband asymmetric quantum well infrared photodetectors in long wavelength infrared range (LWIR)”, *Appl. Phys. A*, **98**, 269-273, 2009.
- [26] Levine, B. F., “Quantum-well infrared photodetectors”, *J. Appl. Phys.*, **74**, R1-R81, 1993.
- [27] Pan, J. L., Clifton, G., ve Fonstad, Jr., “Theory, fabrication and characterization of quantum well infrared photodetectors”, *Material Sci. and Enginn.*, **28**, 65-147, 2000.
- [28] Yang, Y., Liu, H. C., Shen, W. Z., Lu, W., Wasilewski, Z. R. ve Buchanan, M., “Optimal doping density for quantum-well infrared photodetector performance”, *Jour. Quan. Elect.*, **45**, 623-628, 2009.

- [29] Strichovanec, P., Kudela, R., Vavra, I. ve Novak, J., “Characterization of QWIP structures prepared on GaAs-patterned substrates”, *Microelectronics Jour.*, **37**, 888-891, 2006.
- [30] Levine, B. F., Choi, K. K., Bethea, C. G., Walker, J. ve Malik, R. J., “New 10 μm infrared dedector using intersubband absorption in resonant tunnelling GaAlAs superlattices”, *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1092-1094, 1987.
- [31] Lhuillier, E., Ribet-Mohamed, I., Nedelcu, A., Berger, V. ve Rosencher, E., “Quantum transport in quantum well infrared photodetectors in the tunnelling regime”, *Infr. Phys. and Tech.*, **52**, 247-251, 2009.
- [32] Ghenim, L., Mani, R. G., Anderson, J. R. ve Cheung, J. T., “Shubnikov-de Haas oscillations in HgTe/CdTe superlattices grown by laser molecular-beam epitaxy”, *Phys. Rev. B*, **39**, 1419-1421, 1989.
- [33] Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Bartoli, F. J., Arnold, D. A., Sivananthan, S. ve Faurie, J. P., “Methods for magnetotransport characterization of IR dedector materials”, *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 805-823, 1993.
- [34] Jaros, M., *Physics and applications of semiconductor microstructures*, Clarendon Press, Oxford, İngiltere, 1990.
- [35] Bube, R. H., *Photoelectronic properties of semiconductors*, Cambridge University Press, İngiltere, 1992.
- [36] Ridley, B. K., “The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures”, *J. Phys. C*, **15**, 5899-5916, 1982.
- [37] Walukiewicz, W., Ruda, H. E., Lagowski, J., ve Gatos, H. C., “Electron mobility in modulation-doped heterostructures”, *Phys. Rev. B*, **30**, 4571-4582, 1984.
- [38] Stern, F. ve Howard, E., “Properties of semiconductor surface inversion layers in the electric quantum limit”, *Phys. Rev.*, **163**, 816-835, 1967.
- [39] Ando, T., “Self-consistent results for a GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunction. II. Low temperature mobility”, *J. Phys. Soc. Japan*, **51**, 3900-3907, 1982.

- [40] Esaki, L. ve Sakaki, H., “New photoconductor”, *IBM Tech. Disc. Bull.*, **20**, 2456, 1977.
- [41] Smith, J. S., Chui, L. C., Margalit, S., Yariv, A. ve Cho, A. Y., “A new infrared detector using electron emission from multiple quantum wells”, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B1**, 376-378, 1983.
- [42] Coon, D. D. ve Karunasiri, R. P. G., “New mode of IR detection using quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 649-651, 1984.
- [43] Coon, D. D., Karunasiri, R. P. G. ve Liu, L. Z., “Narrow band infrared detection in multi quantum well structures”, *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 289-291, 1985.
- [44] Coon, D. D., Karunasiri, R. P. G. ve Liu H.C., “Fast response quantum well photodetectors”, *J. Appl. Phys.*, **60**, 2636-2638, 1986.
- [45] West, L. C. ve Eglash, S. J., “First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well”, *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 1156-1158, 1985.
- [46] Goossen, K. W. ve Lyon, S. A., “Grating enhanced quantum well detector”, *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 1257-1259, 1985
- [47] Chang, L. L., Esaki, L. ve Sai-Halaz, G. A., “Infrared optical devices of layered structure”, *IBM Tech. Disc. Bull.*, **20**, 2019-2020, 1977.
- [48] Chui, L. C., Smith, J. S., Margalit, S., Yariv, A. ve Cho, A. Y., “Application of internal photoemission from quantum-well and heterojunction superlattices to infrared photodetectors”, *Infrared Phys.*, **23**, 93-97, 1983.
- [49] Turkoglu, A., *GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heteroyapı ve Çoklu Kuantum Kuyu IR Fotodedektörün Elektro-Optik Özelliklerinin İncelenmesi*, Doktora tezi, Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Sivas, 2007.
- [50] Maezawa, K., Mizutani, T. ve Yamada, S., “Effective mass and ground state of AlAs quantum wells studied by magnetoresistance measurements”, *J. Appl. Phys.*, **71**, 296-299, 1992.
- [51] Adachi, S., “GaAs, AlAs and Al_xGa_{1-x}As: Materials parameters for use in research and device application,” *J. Appl. Phys.*, **58**, R1-R29, 1985.

- [52] Gunawan, O., *Ballistic transport of AlAs two-dimensional electrons*, Doktora tezi, Princeton Üniversitesi, ABD, 2007.
- [53] Yamada, S., Maezawa, K., Yuen, W. T. ve Stradling, R. A., “X conduction two-dimensional subband structure and order in AlGaAs/AlAs quantum wells”, *Physica B: Cond. Matt.*, **201**, 295-300, 1994.
- [54] Gonçalves, da Silva, C. E. T. ve Mendez, E. E., “Resonant tunneling via Landau levels in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures”, *Phys. Rev. B*, **38**, 3994-3997, 1988.
- [55] Shutz, P. A. ve Tejedor, C., “Resonant tunneling through Landau levels in quantum wells in the presence of inelastic-scattering broadening”, *Phys. Rev. B*, **41**, 3053-3059, 1990.
- [56] Miura, N., *Physics of semiconductors in high magnetic fields*, Oxford Science Publication, İngiltere, 2008.
- [57] Fasolino, A. ve Altarelli, M., *Band structure and engineering in semiconductor and microstructures*, Plenum, A. B. D., 1988.
- [58] Xia, J. B. ve Fan, J. W., “Electronic structures of superlattices under in-plane magnetic field”, *Phys. Rev. B*, **40**, 8508-8515, 1989.
- [59] Cruz, H., Hernvez-Caberra, A. ve Aceituno, P., “Quantum tunnelling of electrons through a GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs superlattice in a transverse magnetic field: an analytical calculation of the transmission coefficient”, *J. Phys.: Condensed Matter*, **2**, 8953-8959, 1991.
- [60] Huang, K. M. ve Wu, G. Y., “Theoretical study of energy levels of heterostructures in a transverse magnetic field: A transfer matrix approach”, *Solid State Comun.*, **80**, 367-370, 1991.
- [61] Koch, F., *Physics in high magnetic fields*, Solid State Sciences 24, Springer, Almanya, 1981.

- [62] Schlesinger, Z., Hwang, J. C. M. ve Allen, S. J., “Subband-Landau-level coupling in a two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 2098-2101, 1983.
- [63] Beinvogl, W., ve Koch, F., “Intersubband-cyclotron combined resonance in a surface space-charge layer”, *Phys. Rev Lett.*, **40**, 1736-1739, 1978.
- [64] Doezeema, R. E., Nealon, M., ve Whitmore, S., “Hybrid Quantum oscillations in a surface space-charge layer”, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1593-1596, 1980.
- [65] Maan, J. C., Uihlein, Ch., Chang, L. L. ve Esaki, L., “Hybrid cyclotron-intersubband resonance in thin InAs layers confined between GaSb”, *Solid State Commun.*, **44**, 653-656, 1982.
- [66] Maan, J. C., *Lecture notes in Physics 177*, Springer, Almanya, 1983.
- [67] Craseman, J. H. ve Merkt, U., “Cyclotron resonance of inversion electrons on InSb in tilted magnetic fields”, *Solid State Commun.*, **47**, 917-920, 1983.
- [68] Tsuneya, A., “Subband structure of an accumulation layer under strong magnetic fields”, *J. Phys. Soc. Japan*, **39**, 411-417, 1975.
- [69] Bhattacharya, S. K., “Two-dimensional space-charge layer in a tilted magnetic field”, *Phys. Rev. B*, **25**, 3756-3766, 1982.
- [70] Wang, C. S. ve Chuu, D. S., “Electronic energy spectrum in an asymmetric quantum well with a crossed magnetic and electric field”, *Physica B*, **191**, 227-238, 1993.
- [71] Klitzing, von K., Dorda, G. ve Pepper M., “New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance”, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 494-497, 1980.

- [72] Tsui, D. C., ve Gossard, A. C., “Resistance standard using quantization of the Hall resistance of GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures”, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 550-552, 1981.
- [73] Tsui, D. C., Störmer, H. L. ve Gossard, A. C., “Two-dimensional magnetotransport in the extreme quantum limit”, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1559-1562, 1982.
- [74] Weisbuch, C. ve Vinter, B., *Quantum semiconductor structures*, Academic Press, A. B. D., 1991.
- [75] Singh, J., *Electronic and optoelectronic properties semiconductor structures*, Cambridge University Press, İngiltere, 1998.
- [76] Aznar, J. H., *Investigation on unconventional aspects in the quantum Hall regime on narrow gate defined channels*, Doktora Tezi, Ludwig-Maximilians Üniversitesi, Sektion Physik, München, 2007.
- [77] Haug, R. J., von Klitzing, K. ve Ploog, K., “Analysis of asymmetry in Shubnikov-de Haas oscillations of two-dimensional systems”, *Phys. Rev. B*, **35**, 5933-5935, 1987.
- [78] Cage, M. E., Dziuba, R. F. ve Field, B. F., “A test of quantum Hall effect as a resistance standart”, *IEEE Tans. Inst. Meas.*, **IM-34**, 301, 1985.
- [79] Abrahams, E., Anderson, P. W., Licciardello, D. C. ve Ramakrishnan, T. V., “Scaling theory of localization: Absence of quantum diffusion in two dimension”, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 673-676, 1979.
- [80] Altshuler, B. L., Khmel’nitzkii, D., Larkin, I. ve Lee, P. A., “Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. B*, **22**, 5142-5153, 1980.
- [81] Hikami, S., Larkin, I. ve Nagaoka, Y., “Spin-orbit interaction and magnetoresistance in two dimensional random system”, *Prog. Theor. Phys.*, **63**, 707-710, 1980.

- [82] Altshuler, B. L., Aranov, A. G. ve Lee, P. A., “Interaction effect in disordered Fermi systems in two dimensions”, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 1288-1291, 1980.
- [83] Fukuyama, H., “Effects of interaction on non-metallic behaviors in two-dimensional disordered systems”, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 48, 2169-2170, 1980.
- [84] Bishop, D. J., Tsui, D. C. ve Dynes, R. C., “Non metallic conduction in electron inversion layers at low temperatures”, *Pyhs. Rev. Lett.*, **44**, 1153-1156, 1980.
- [85] Lin, B. J. F., Paalanen, M. A., Gossard, A. C. ve Tsui, D. C., “Weak localization of two-dimensional electrons in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures”, *Pyhs. Rev. B*, **29**, 927-934, 1984.
- [86] Paalanen, M. A., Tsui, D. C. ve Gossard, A. C., “Quantized Hall effect at low temperatures”, *Phys. Rev. B*, **25**, 5566-5569, 1982.
- [87] Woods, J. F. ve Chan, C. Y., “Negative magnetoresistance in impurity conduction”, *Phys. Rev.*, **135**, A1462-A1466, 1964.
- [88] Shklovskii, B. I. ve Efros, A. L., *Electronic properties of doped semiconductors*, Springer Series in Solid State Science **45**, A.B.D, 1984.
- [89] Williams, R., *Modern GaAs processing methods*, Artech House, London, 1990.
- [90] Arpaway, B., *GaAs/AlGaAs tabanlı yarıiletken yapılardan aygıt üretimi ve karakterizasyonu*, Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir, 2010.
- [91] Potter, R. J., *Optically processes in dilute nitrides*, Doktora tezi, Essex Üniversitesi, İngiltere, 2002.

- [92] Celik, H., Cankurtaran, M., Bayrakli, A., Tiras, E. ve Balkan, N., “Well-width dependence of the in-plane effective mass and quantum lifetime of electrons in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum wells”, *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, 389-395, 1997.
- [93] Bauer, G., ve Kahlert, H., “Low-temperature non-ohmic galvanomagnetic effects in degenerate *n*-type InAs”, *Phys. Rev B*, **5**, 566-579, 1972.
- [94] Ando, T., “Self-consistent results for a GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunction. II. Low temperature mobility”, *J. Phys. Soc. Japan*, **51**, 3900-3907, 1982
- [95] Bastard, G., “Self-consistent variational calculations and alloy scattering in semiconductor heterojunctions”, *Surf. Sci.*, **142**, 284-289, 1984.
- [96] Hirakawa, K. and Sakaki, H., “Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped *n*-type Al_xGa_{1-x}As/GaAs heterojunctions with controlled electron concentrations”, *Phys. Rev. B*, **33**, 8291-8303, 1986.
- [97] Harris, J. J., Pals, J. A., Woltjer, R., “Electronic transport in low-dimensional structures”, *Rep. Prog. Phys.*, **52**, 1217-1265, 1989.
- [98] Lin, B. J. F., Tsui, D. C., Paalanen, M. A., Gossard, A. C., “Mobility of the two dimensional electron gas in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures”, *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 695-697, 1984.
- [99] Störmer, H. L., “Electron mobilities in modulation-doped GaAs-(AlGa)As heterostructures”, *Surf. Sci.*, **132**, 519-526, 1983.
- [100] Chao, S. Y., Dimitri, A. A. ve Henry, I. S., “Observation of electron velocity overshoot in sub-100-nm-channel MOSFET’s in silicon”, *Elect. Devices Lett.*, **6**, 665-667, 1985.
- [101] Takagaki, Y., Gamo, K., Namba, S., Takaoka, S., Murase, K. ve Ishida, S., “Overshoot of four-terminal magnetoresistance at GaAs/AlGaAs narrow wire junctions”, *Solid State Comm.*, **71**, 809-812, 1989.

- [102] Richter, C. A., Wheeler, R. G. ve Sacks, R. N., “Overshoot of quantum Hall plateaus”, *Surf. Sci.*, **263**, 270-274, 1992.
- [103] Wang, Q., Xu, H. Q., Omling, P., Yang, C. ve Malmqvist, K. G., “Defect-induced, overshoot of quantum Hall plateaus”, *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 529-534, 2000.
- [104] Siddiki, A., Gulebaglan, S. E., Yurdasan, N. B., Bilgec, G., Yildiz, A. ve Sokmen, I., “Evanescent incompressible strips as origin of the observed Hall resistance overshoot”, *Europhys. Lett.*, **92**, 67010-67015, 2010.
- [105] Shimalak, I., Ginodman, V., Gerber, A. B., Milner, A., Friedland, K. J. ve Paul, D. J., “Transverse resistance overshoot in a Si-SiGe two dimensional electron gas in the quantum Hall effect regime”, *Europhys. Lett.*, **69**, 997-1002, 2005.
- [106] Gougam, A. B., Gandit, P., Sicart, J. ve Robert, J. L., “Negative magnetoresistance and electron localization in GaAs-AlAs superlattices”, *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 231-238, 1999.
- [107] Paalanen, M. A., Tsui, D. C. ve Hwang, J. C. M., “Parabolic magnetoresistance from the interaction effect in a two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 2226-2229, 1993.
- [108] Lin, B. J. F., Paalanen, M. A., Gossard, A. C. ve Tsui, D. C., “Weak localization of two-dimensional electrons in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures”, *Phys. Rev. B*, **29**, 927-934, 1984.
- [109] Arapov, Yu G., Harus, G. I., Kuznetsov, O. A., Neverov, N. G. ve Shelushinima, N. G., “Parabolic negative magnetoresistance in p-Ge/Ge_{1-x}Si_x heterostructures”, *Semiconductors*, **33**, 978-980, 1999.
- [110] Kochman, B., Ghosh, S., Singh, J. ve Bhattacharya, P., “Lateral hopping conductivity and large negative magnetoresistance in InAs/AlGaAs self-organized quantum dots”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35**, L65-L68, 2002.

- [111] Dziuba, Z., Przeslawski, T., Dybko, K., Gorska, M., Marczewski, J. ve Reginski, K., “Negative magnetoresistance and impurity band conduction in an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ heterostructure”, *J. Appl. Phys.*, **85**, 6619-6624, 1999.
- [112] Abdia, R., El Kaaouachi, A., Nafidi, A., Biskupski, G. ve Hemine, J., “Variable range hopping conductivity and negative magnetoresistance in n-type InP semiconductor”, *Solid-State Elect.*, **53**, 469-472, 2009.
- [113] Mott, N. F., “Conduction in glasses containing transition metal ions”, *J. Non-Crys. Solids*, **1**, 1-17, 1968.
- [114] Efros, A. L. Ve Shklovskii, B. I., “Coulomb gap and low temperature conductivity of disordered systems”, *J. Phys. C: Sol. Stat. Phys.*, **8**, L49-L51, 1975.
- [115] Mott, N. F., “Metal-insulator transitions”, Taylor-Francis, *Crys. Research and Technol.*, **10**, K57-K58, 1974.
- [116] Mott, N. F., “The transition of the metallic state”, *Phil. Mag.*, **6**, 287-309, 1961.
- [117] Galperin, Yu M., Drichko, I. L., Diakonov, A. M., Smirnov, A. Yu ve Toropov, A. I., *Localization length determination for the two-dimensional electrons in the δ -doped GaAs/AlGaAs heterostructures from acoustical studies of the quantum Hall regime*, 8th International Symp. “Nanostructures: Physics and Technology” St Petersburg, Russia, June 19-23, 2000.
- [118] Minkov, G. M., Rut, O. E., Germanenko, A. V., Herstobitov, A. A., Shashkin, V. I., Khrykin, O. I. ve Daniltsev, V. M., “Quantum corrections to the conductivity in two-dimensional systems: Agreement between theory and experiment”, *Phys. Rev. B*, **64**, 235327-235333, 2001.

- [119] Abrahams, E., Anderson, P. W., Licciardello, D. C. ve Ramakrishnan, T. V., “Scaling theory of localization: Absence of quantum diffusion in two dimensions”, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 673-676, 1979.
- [120] Poirier, W., Mailly, D. ve Sanquer, M., “Electron-electron interaction in doped GaAs at high magnetic field”, *Phys. Rev. B*, **57**, 3710-3713, 1998.